www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

3e JAARGANG NUMMER 5 MEI 1938

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

FLUORESCENTIE

door W. DE GROOT. 535.37

In dit artikel wordt getracht een beeld te geven van de fluorescentieverschijnselen door, uitgaande van het meest eenvoudige voorbeeld, de fluorescentie van metaaldampen, over te gaan tot verschijnselen van telkens meer samengesteld karakter. Hierbij komen achtereenvolgens ter sprake: éénatomige gassen (Na, Hg, Ne), molecuulgassen (J_2), vaste stoffen (uranylverbindingen) en vloeistoffen (fluoresceïne, eosine).

Inleiding

De ontdekking van de verschijnselen der fluorescentie en fosforescentie dateert uit de tijd der renaissance. Voor de fosforescentie is het de schoenmaker-alchimist Casciarolus, die in 1602 een baryt in het vuur verhitte en daarbij een praeparaat verkreeg, dat, na aan het licht blootgesteld te zijn, in het donker met roode kleur bleef nalichten. Voor de fluorescentie komen wij o.a. terecht bij Grimaldi, die in 1665 opmerkt, dat een aftreksel van lignum nephriticum, een voor geneeskrachtig gehouden houtsoort, in doorvallend licht geel en in opvallend licht (tegen een donkere achtergrond gezien) blauw gekleurd is. De blauwe kleur is al in 1575 door Monardes beschreven.

Men verstaat onder fluorescentie de eigenschap van een stof geabsorbeerde straling weer als licht, in het algemeen van gewijzigde samenstelling, uit te zenden. Van fosforescentie spreekt men gewoonlijk, wanneer de stof na bestraling gedurende lange tijd blijft nalichten.

De ontwikkeling der natuur- en scheikunde in de 19e eeuw heeft ons een groot aantal fluoresceerende stoffen leeren kennen. Het bekende handboek van Kayser (IV, 1908) vermeldt er ruim duizend, waaronder een groot aantal organische verbindingen. Fosforesceerende praeparaten zijn het eerst uitvoerig onderzocht en in groote verscheidenheid gemaakt door Lenard en zijn leerlingen (1894). Al deze stoffen, zoowel de fluoresceerende als de fosforesceerende, hebben in de lichttechniek in toenemende mate belangstelling ondervonden, en wel des te meer naarmate het gebruik van gasontladingslampen is toegenomen. Deze lampen, met name de kwiklampen, zenden behalve zichtbare, dus direct nuttige straling, een aanzienlijke hoeveelheid onzichtbare, ultraviolette straling uit. Met behulp van fluoresceerende en fosforesceerende stoffen (fosforen) gelukt het een gedeelte van deze straling in zichtbaar licht om te zetten en aldus het lichtrendement te verbeteren. Eveneens spelen de genoemde stoffen een belangrijke rol in dit opzicht, dat het door hen uitgezonden zichtbare licht in zijn spectrale samenstelling verschilt van dat van de ontladingslamp zelve, zoodat de mogelijkheid wordt gegeven de kleur van het licht te wijzigen en beter aan een gegeven doel aan te passen.

Het ligt in de bedoeling, in dit tijschrift een en ander mee te deelen over de eigenschappen en de technische toepassing van de thans in gebruik zijnde fluoresceerende en fosforesceerende stoffen, nadat eerst de natuurkundige zijde van de genoemde verschijnselen is belicht.

Fluorescentie van gassen (resonantie)

Het eenvoudigste beeld van het fluorescentieverschijnsel vinden wij bij stoffen in gasvormige toestand, in het bijzonder bij éénatomige gassen. Laten wij bijvoorbeeld de damp van het metaal natrium beschouwen. Deze bestaat voor het grootste gedeelte uit natrium-atomen, welke zich volkomen vrij ten opzichte van elkaar bewegen.

Bij een vroegere gelegenheid (Philips techn. T. **1**, 2 - 5, 1936) is reeds toegelicht, hoe volgens de opvattingen der quantumtheorie een atoom zich behalve in de grondtoestand kan bevinden in verschillende hoogere energietoestanden (aangeslagen toestanden). In *fig. 1* geven wij het energieschema (termschema) van het natriumatoom weer; enkele

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

der voornaamste energietoestanden zijn daarin aangegeven met hun energie-inhoud, uitgedrukt in electron-volt (1 eV ook veelal kortweg aangeduid als volt is gelijk aan $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg). Wij lezen uit

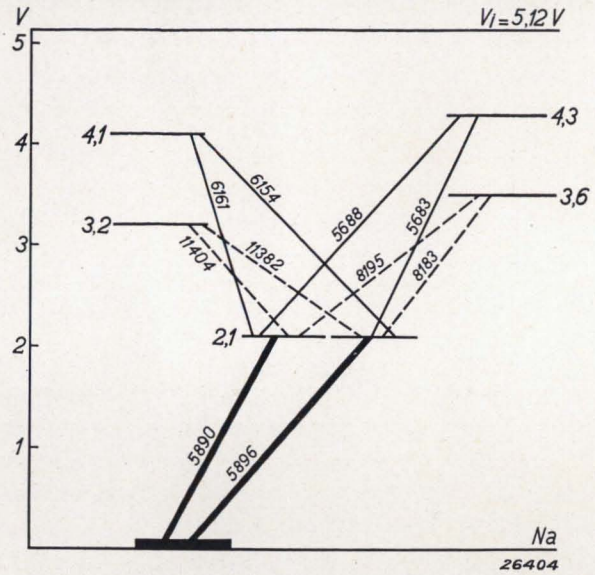


Fig. 1. Energieschema van een natriumatoom. De strepen geven mogelijke overgangen aan (gestippelde lijnen zijn niet in het zichtbare gedeelte van het spectrum gelegen). De getallen beteekenen de bij de overgang behoorende golflente in Å.

het schema af, dat behalve de normale of grondtoestand er een belangrijk energieniveau ligt bij 2,1 eV. Door overgang van deze toestand naar de grondtoestand kan het atoom een lichtquantum uitzenden met een energiebedrag van

$$2{,}1 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12} = 3{,}36 \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

De golflengte van het uitgezonden licht in Ångströmeenheden vindt men uit de formule [1])

$$\lambda_{\text{Å}} = 12390/V_{\text{volt}}.$$

Zij bedraagt in dit geval 5890 Å; eigenlijk is het 2,1 V-niveau dubbel en zijn er twee lijnen met golflengten 5890 Å en 5896 Å, de beide zg. D-lijnen van het natriumspectrum, die ook verantwoordelijk zijn voor de gele kleur van een met keukenzout gekleurde gasvlam, en voor het gele licht der natriumlampen.

Wij stellen ons nu de volgende proef voor (*fig. 2*): *L* is een lichtbron, waarin natriumatomen tot emissie van de D-lijnen worden gebracht, bijv. een natriumlamp. Een deel van het licht van *L* wordt door een lens *l* geconcentreerd in een ballon van een glassoort, die tegen natrium bestand is, waarin zich metallisch Na bevindt en die door een oven *O* op een temperatuur van ongeveer 200° C wordt gehouden. Dan ziet men de stralenbundel zich binnen de ballon als een gele lichtkegel afteekenen. Dergelijke proeven zijn het eerst door R. W. Wood in 1905 genomen. In het licht van toenmalige opvattingen over emissie en absorptie van straling zag men in dit verschijnsel, dat met de naam resonantie werd aangeduid, het meetrillen van de in de dampatomen aanwezige oscillatoren met de lichtgolven, die door *L* worden uitgezonden, evenals bijv. een stemvork meetrilt, wanneer een gelijkgestemde naburige stemvork geluidsgolven uitzendt. De naam resonantie is in zwang gebleven, ook al is de verklaring tegenwoordig anders. In het beeld, dat de quantumtheorie zich van deze proef maakt, moet men zich nl. voorstellen, dat in de lichtbron atomen overgaan van de 2,1 V-toestanden naar de grondtoestand. Deze atomen waren in een 2,1 V-toestand gekomen, doordat zij energie opnamen van de electronen, die onder invloed van het electrische veld in de positieve zuil van de natriumlamp een zekere kinetische energie hadden verkregen. Zij stralen de opgenomen energie uit in de vorm van lichtquanta, die door de dampatomen in de ballon *B* worden geabsorbeerd, waardoor nu deze in de 2,1 V-toestand komen. Deze atomen zullen bijna onmiddellijk daarna op hun beurt de opgenomen energie weer uitstralen en dit is het resonantielicht, dat men waarneemt. Voegt men aan de natriumdamp een vreemd gas toe, bijv. stikstof, dan vermindert de sterkte van het resonantielicht. Men kan dit aldus interpreteeren, dat de atomen Na, die in de 2,1 V-toestand zijn gekomen, door botsing met een stikstofmolecuul hun energie aan dit molecuul kunnen afgeven. Het stikstofmolecuul komt hierbij hetzij in voortgaande beweging (translatie-energie), hetzij in trillende

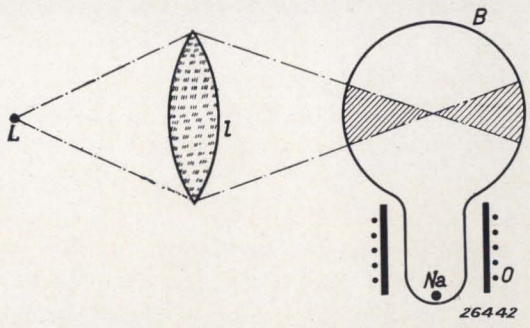


Fig. 2. Resonantiestraling van natriumdamp. *L* lichtbron, *l* lens, *O* oventje, *B* ballon, waarin natrium (Na) wordt verdampt.

beweging (vibratie-energie), waarbij de beide stikstofatomen in het molecuul t.o.v. elkaar vibreeren. De natriumatomen keeren dan zonder licht te hebben uitgestraald naar de grondtoestand terug.

[1]) In het geciteerde artikel van G. Heller vindt men het getal 12340; sindsdien zijn voor de fundamenteele physische constanten *e* en *h* eenigszins gewijzigde waarden aangenomen, waardoor dit getal iets is veranderd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Resonantie in kwikdamp

Schijnt het voor het boven besproken geval (Na) tamelijk onverschillig, of men aan de quantumtheoretische dan wel aan de oudere klassieke interpretatie van het resonantieverschijnsel de voorkeur geeft, bij meer ingewikkelde gevallen, waarvan wij er nu enkele zullen bespreken, blijkt het groote voordeel van de quantumtheorie.

Beschouwen wij daartoe het energieschema van het kwikatoom (*fig. 3*). Wij treffen hier boven de grondtoestand een drietal energietoestanden aan met energieën van 4,7, 4,9 en 5,45 eV. Uit de grondtoestand kan het atoom in de 4,9 V-toestand overgaan door absorptie van een ultraviolet quantum met golflengte 2537 Å. Men kan door licht van deze

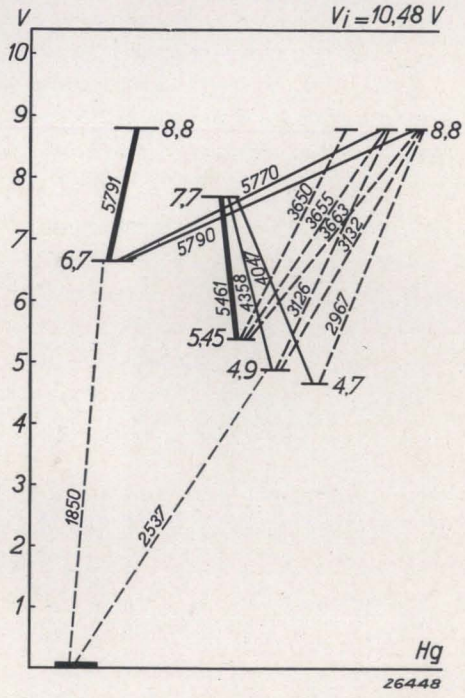


Fig. 3. Energieschema van een kwikatoom.

golflengte te laten vallen op kwikdamp, welke zich in een ballon van kwartsglas bevindt, op soortgelijke wijze als bij natrium resonantie waarnemen. Deze waarneming geschiedt fotografisch en niet visueel, omdat het oog voor stralen van de golflengte 2537 Å niet gevoelig is.

Bekijken wij het energieschema van Hg nader, dan zien we, dat een atoom, dat zich in de 4,9 V-toestand bevindt, door absorptie van een violet lichtquantum met golflengte 4358 Å kan overgaan in een nog hoogere toestand (7,7 eV), terwijl het uit die toestand niet alleen kan terugkeeren naar de 4,9 V-toestand onder uitzending van 4358 Å maar ook naar de 5,45 V- en de 4,7 V-toestand onder uitzending van een groen resp. een violet quantum (golflengten 5461 en 4047 Å). Wood bestraalde kwikdamp tegelijkertijd met licht van de golflengten 2537 en 4358 Å en zag, dat de damp nu o.a. de groene lijn 5461 Å ging uitstralen (*fig. 4*). Hieruit blijkt, dat een atoom, dat 2537 Å

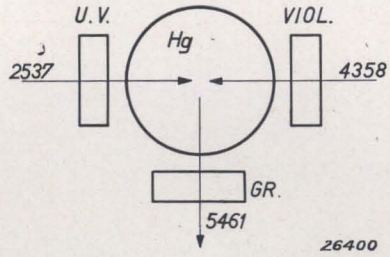


Fig. 4. Samengestelde resonantie in kwikdamp volgens Wood. *U.V.* = ultraviolet filter, *VIOL.* = violet filter, *GR.* = groen filter.

heeft geabsorbeerd, lang genoeg in de 4,9 V-toestand verblijft om in de gelegenheid te zijn een quantum van 4358 Å te absorbeeren. Deze proef zou met de oscillatoren-voorstelling niet gemakkelijk te verklaren zijn.

Voegde Wood bij de kwikdamp een neutraal gas, bijv. stikstof (N_2), dan had bestraling met 2537 Å tengevolge, dat nu vooral de lijn 4047 Å sterk kon worden geabsorbeerd. Het lijnentriplet 5461, 4358 en 4047 Å verscheen daarbij in groote intensiteit (*fig. 5*). Dit verschijnsel kan aldus worden verklaard: De kwikatomen, die door absorptie van 2537 Å in de 4,9 V-toestand zijn gekomen, kunnen bij botsing tegen een stikstofmolecuul daaraan energie afstaan, evenals zulks bij natrium het geval was. Het kwikatoom gaat daarbij o.a. van de 4,9 V-toestand naar de lagere 4,7 V-toestand over. Deze toestand onderscheidt zich van de tot nu toe besproken toestanden, doordat het atoom hieruit slechts in zeer geringe mate door straling naar de grondtoestand kan terugkeeren. De bij deze in fig. 3 niet geteekende overgang behoorende lijn (2656 Å) is nl. een zoogenaamde verboden lijn van het kwikspectrum, wat practisch beteekent, dat de intensiteit een factor 10^6 zwakker is dan die van overeenkomstige niet-verboden lijnen. Het atoom, dat eenmaal in de 4,7 V-toestand is gekomen, zal daarin dus veel langer vertoeven dan bijv. in de 4,9 V-toestand. Men noemt de 4,7 V-

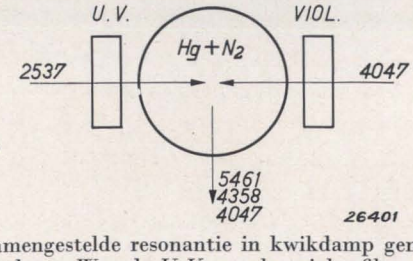


Fig. 5. Samengestelde resonantie in kwikdamp gemengd met stikstof, volgens Wood. *U.V.* = ultraviolet filter, *VIOL.* = violet filter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

toestand daarom metastabiel. Onder de omstandigheden van de proef (bestraling met 2537 Å onder aanwezigheid van stikstofmoleculen) vindt een aanzienlijke opeenhoping van metastabiele atomen plaats, hetgeen de sterke absorptie van 4047 Å verklaart.

Resonantie in neon

Nog iets ingewikkelder zijn de resonantieverschijnselen in het gas neon. *Fig. 6* is een opname

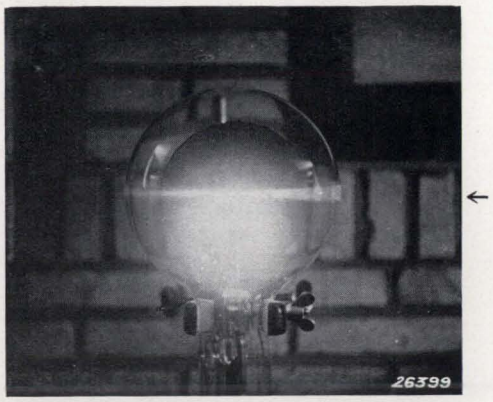


Fig. 6. Resonantielicht in neon. Een horizontale bundel neonlicht valt van rechts in (←).

van het resonantielicht in neon. In de onderste helft van de ballon, die gevuld is met neon van enkele mm druk, bevinden zich twee electroden, waartusschen een glimontlading wordt onderhouden. Bestraalt men de beschreven ballon met een horizontale lichtbundel, afkomstig van een buis, die sterk rood neonlicht uitzendt, dan geeft dit aanleiding tot een bundel rood resonantielicht, waarin vooral de lijn 6402 Å overheerscht (zie *fig. 7*).

In de glimontlading worden o.a. de beide resonantielijnen van neon (735,7 en 743,5 Å) opgewekt. Deze straling breidt zich in de geheele ballon uit en wordt daarbij door de andere neonatomen geabsorbeerd, waarbij deze gebracht worden in toestanden met energieën van 16,84 en 16,67 volt. K. W. Meissner en H. B. Dorgelo hebben aangetoond, dat onder dergelijke omstandigheden verschillende oranje en roode neonlijnen krachtig worden geabsorbeerd, met name de lijnen 6402 en 6143 Å, die ontstaan als combinaties van het onderste (metastabiele) niveau met eenige energieniveaux, welke bij 18,5 eV gelegen zijn. Aangezien vreemde atomen of moleculen afwezig zijn, moet men onderstellen, dat de metastabiele atomen in dit geval ontstaan door botsing van normale neonatomen met atomen, die door absorptie van licht van kleine golflengte bijv. in de niet-metastabiele 16,67 V-toestand zijn gekomen, waarbij deze een weinig energie in de vorm van translatie-energie afstaan aan het botsende atoom.

Aangezien de afstand van het onderste (metastabiele) niveau tot het daaropvolgende hoogere hier slechts 0,05 eV bedraagt, een bedrag, dat vergelijkbaar is met de gemiddelde kinetische energie van de warmtebeweging, is het te verwachten, dat nu ook omgekeerd neonatomen translatie-energie kunnen overdragen aan metastabiele atomen en deze brengen in een toestand, waaruit zij door straling naar de grondtoestand kunnen terugkeeren. Inderdaad vond Dorgelo, dat in neongas bij 200° C de concentratie der metastabiele atomen onder overigens gelijke omstandigheden veel kleiner is dan bij kamertemperatuur. Men kan, evenals bij natrium en kwik de absorptie- en resonantieverschijnselen beinvloeden door vreemde gassen toe te voegen. Voegt men bij het neon in de ballon van fig. 6 door een gloeiend palladiumbuisje waterstofgas toe, dan verdwijnt het resonantielicht bijna geheel; aangezien de energie, noodig om een waterstofmolecuul te dissocieeren, 4,4 eV bedraagt, kan men aannemen, dat in dit geval de energie der metastabiele atomen verbruikt wordt voor dissociatie van de waterstof.

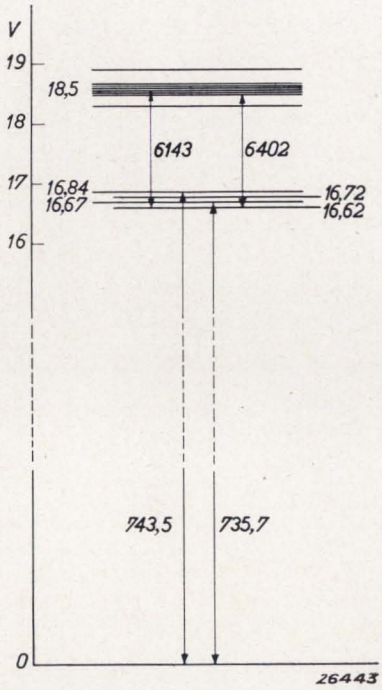


Fig. 7. Energieschema van een neonatoom.

Wij zijn op de samengestelde resonantieverschijnselen in neon en kwikdamp eenigszins uitvoerig ingegaan, omdat wij later bij de bespreking der fosforen omstandigheden zullen ontmoeten, die ons sterk aan de verschijnselen bij deze atoomgassen zullen herinneren. Als overgang naar de fluores-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

centieverschijnselen in vloeistoffen en vaste stoffen zullen wij thans eerst de fluorescentie van twee-atomige moleculen en van eenvoudige atoomgroepen in gasvorm bespreken.

Fluorescentie van jodiumdamp

Een typisch voorbeeld van een twee-atomig gas is jodiumdamp (J_2), waarbij de fluorescentie eveneens door Wood e.a. is onderzocht. Aangezien het spectrum van een molecuulgas (bandenspectrum) veel rijker is aan lijnen dan de lijnspectra der één-atomige gassen, moeten wij bij een molecuul een ingewikkelder energieniveauschema verwachten. Inderdaad kan, evenals bij een atoom, een electron zich in banen met hoogere energie bewegen en door deze banen is ook bij het molecuul de ligging der energieniveaux in hoofdzaak bepaald. Inplaats van één niveau beantwoordt echter bij het molecuul aan een bepaalde electronenbaan een serie van ongeveer equidistante niveaux, welke te danken zijn aan de verschillende vibratietoestanden van de beide atomen t.o.v. elkaar. Bovendien blijkt ieder vibratieniveau zelf nog uiteen te vallen in een aantal niveaux, die te danken zijn aan de mogelijke waarden, welke de rotatie-energie van het molecuul kan aannemen.

In jodiumdamp bij kamertemperatuur bevinden zich alle moleculen in de grondtoestand en wel in de laagste vibratietoestand daarvan, omdat de warmtebeweging niet voldoende is om hoogere vibratietoestanden aan te slaan. De moleculen zullen echter tengevolge van de warmtebeweging roteeren, zoodat niet alleen de nulde maar ook hoogere rotatietoestanden vertegenwoordigd zijn. Voor al deze rotatietoestanden is, door absorptie van licht van passende golflengte, overgang naar een hoogere electronentoestand mogelijk. Het maximum van deze overgangen ligt bij 2,25 eV dus in het groen; dit maakt, dat jodiumdamp in doorzicht violet is. Wood bestraalde nu jodiumdamp met licht van de groene kwiklijn 5461 Å. Deze lijn valt nagenoeg samen met een absorptielijn, die gaat van de 33e rotatietoestand van de nulde vibratietoestand van het grondniveau naar de 34e rotatietoestand van de 26e vibratietoestand van het hoogere niveau. Uit deze toestand kan het molecuul nu onder straling terugkeeren, niet alleen naar de nulde, maar ook naar de 1e, 2e, enz. vibratietoestanden van het grondniveau. Volgens een spectroscopische regel, die slechts toelaat, dat bij een overgang het rotatiequantumgetal met 1 springt, kan het echter alleen overgaan naar de 33e of de 35e rotatietoestand van deze vibratietoestanden. Het gevolg is, dat men in het fluorescentielicht een aantal dubbele lijnen waarneemt, die in het spectrum op ongeveer gelijke afstanden op elkaar volgen en die alle een grootere golflengte hebben dan 5461 Å. In het geheel werden 27 van zulke doubletten waargenomen.

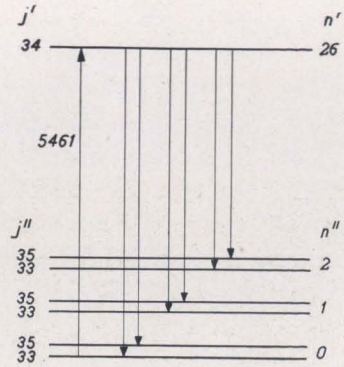


Fig. 8. Energieschema (gedeeltelijk) van een jodiummolecuul.
$n'n''$ vibratiequantumgetallen
$j'j''$ rotatiequantumgetallen.

In *fig. 8* hebben wij het niveauschema van jodium en de bedoelde overgangen schematisch weergegeven en in *fig. 9* het fluorescentiespectrum.

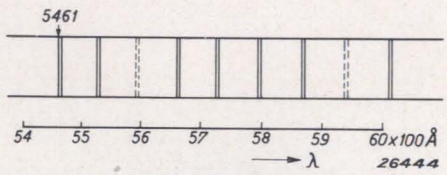


Fig. 9. Fluorescentiespectrum van jodiumdamp bestraald met de groene kwiklijn 5461. De gestippelde lijnen zijn door selectieve absorptie onzichtbare doubletten.

Wordt aan de jodiumdamp een vreemd gas, bijvoorbeeld helium toegevoegd, dan heeft er uitwisseling van energie plaats tusschen het aangeslagen molecuul en de vreemde atomen. Tengevolge daarvan treden nu ook aangeslagen moleculen op in andere vibratietoestanden en in andere dan de 34e rotatietoestand en wordt het emissiespectrum rijker aan lijnen en meer gelijkend op het normale bandenspectrum van jodium.

Bestraalt men jodiumdamp niet met monochromatisch licht maar bijv. met zonlicht, dan worden de absorptiemogelijkheden talrijker en daarmee ook het emissiespectrum rijker aan lijnen. Ook in dit geval krijgt men in fluorescentie een bandenspectrum te zien, dat ten opzichte van de golflengte van maximale absorptie (ongeveer 5400 Å) *in de richting der lange golven verschoven is*. Het fluorescentielicht van jodiumdamp is dan ook geelgroen van kleur, terwijl de maximale absorptie in het groene en blauw-groene gedeelte van het spectrum is gelegen. Dit verschijnsel zullen wij bij de fluorescentie van meer ingewikkelde mole-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

culen zien terugkeeren. Het is bekend als de regel van Stokes.

Gebruik van potentiaalkrommen

Aan de hand van het energie-niveauschema alleen is men niet in staat om de optische verschijnselen bij moleculen volledig te overzien, aangezien de verschijnselen mede worden bepaald door de onderlinge afstand r van de atomen in het molecuul. Wij willen het hierbij gebruik maken van potentiaalkrommen toelichten aan het voorbeeld van J_2. Beschouwen wij twee jodiumatomen op groote afstand van elkaar (*fig. 10*) en laten wij deze

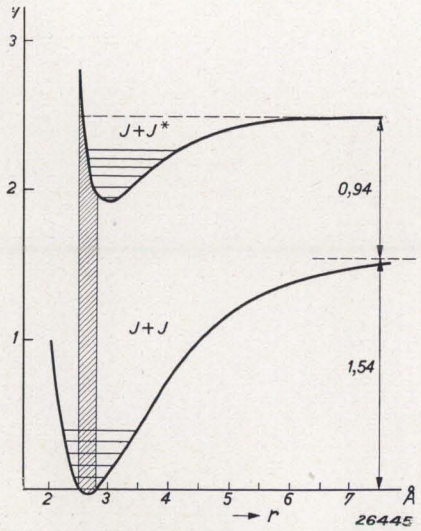


Fig. 10. Potentiaalkrommen van een jodiummolecuul. De potentieele energie V in electronvolts gerekend vanaf het nulniveau van de grondtoestand in afhankelijkheid van de onderlinge afstand r der kernen in Å. De vibratie-niveaux 0, 5, 10, 15, 20 en 25 zijn geteekend.

atomen elkaar naderen, dan zal, naarmate de afstand vermindert, de energie afnemen, totdat de atomen J de afstand bereikt hebben, waarop ze normaal in het molecuul gebonden zijn (2,7 Å). Dwingen wij de atomen J elkaar nog dichter te naderen, dan stooten zij elkaar af, zoodat de onderlinge energie begint toe te nemen. Men vat deze energie veelal op als een potentieele energie en noemt de kromme, die deze energie als functie van de afstand weergeeft, een „potentiaalkromme". De potentiaalkromme van het normale molecuul J_2 heeft dus een minimum bij 2,7 Å. De diepte van het minimum (1,54 eV) is gelijk aan de chemische bindingsenergie. Behalve de normale toestand kennen wij bij het atoom J o.a. een hoogere energietoestand met een energie van 0,94 eV. Herhalen wij het procédé met een gewoon atoom J en een tot 0,94 V aangeslagen atoom, dan vinden we, zooals uit de analyse van het bandenspectrum blijkt, een kromme met een minimum bij 3 Å; de diepte van dit minimum is 0,55 eV.

In fig. 10 zijn bovendien eenige vibratieniveaux aangegeven en wel voor beide krommen de niveaux met rangnummer 0, 5, 10, 15, 20, 25. Wij rekenen de energie van het molecuul vanaf de nulde vibratietoestand van het grondniveau en lezen in de figuur bijv., dat de 10e vibratietoestand van het normale molecuul een energie heeft van 0,16 volt. Bovendien blijkt uit de figuur de grootte van de amplitude van deze vibratie, daar men uit de kromme afleest, dat de afstand van de centra der beide atomen schommelt tusschen 2,3 en 3,2 Å. Nu bestaat er een belangrijk principe, dat door J. Franck en E. U. Condon is geformuleerd en dat aldus luidt: bij absorptie van een lichtquantum gaan bij voorkeur toestanden in elkaar over, die op de potentiaalkrommen van het diagram recht boven elkaar zijn gelegen, zoodat men kan zeggen, dat bij de absorptie de afstand der atoomcentra zoo weinig mogelijk verandert. In fig. 10 zijn de grenzen van het absorptiespectrum bij benadering geconstrueerd door verticale lijnen te trekken door de uiterste punten van het nulde vibratieniveau. Men vindt dan (zie het gearceerde gebied) voor de snijpunten met de bovenste kromme waarden van 1,95 - 2,8 eV (6500 - 4400 Å). De laatste waarde (2,8 eV) ligt boven de energie, welke noodig is om de twee atomen te scheiden en bovendien nog een atoom aan te slaan (1,54 + 0,94 = 2,48 eV). Inderdaad wordt het molecuul J_2 door absorptie van licht met een golflengte korter dan 12390/2,48 = 5000 Å gedissocieerd in een normaal en een aangeslagen atoom; fluorescentie is dan niet meer mogelijk.

Fluorescentie van uranylverbindingen

De verbindingen van het radicaal UO_2, bijv. $UO_2(NO_3)_2$ en $K_2UO_2(NO_3)_4$, vormen een groep vaste stoffen, waarop hetgeen zoo even over gasvormige verbindingen werd gezegd, ook van toepassing blijkt te zijn. Het radicaal UO_2, dat in de genoemde verbindingen als dubbel geladen positief ion voorkomt, dus $(UO_2)^{++}$, vormt namelijk een dusdanig afgesloten geheel, dat zelfs in de vaste toestand absorptie- en emissiebanden optreden, welke met die van vrije moleculen in gasvormige toestand vergelijkbaar zijn. Wij zullen dit toelichten aan een schema van potentiaalkrommen. Het radicaal UO_2 is namelijk geheel te vergelijken met het molecuul CO_2, waarvan bekend is, dat het een symmetrische gestrekte structuur (*fig. 11*) vertoont. De drie atoomkernen liggen dus op een rechte lijn met de beide zuurstofatomen buiten. Het is nu bekend, dat dergelijke symmetrische moleculen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een symmetrische trilling kunnen uitvoeren, waarbij de beide zuurstofatomen beurtelings elkaar naderen of zich van elkaar verwijderen en het neutrale atoom in rust blijft. De frequentie van deze

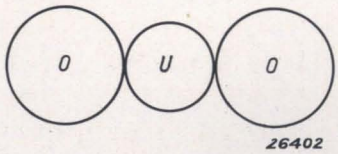


Fig. 11. Model van de symmetrisch gestrekte atoomgroep uranyl (UO_2).

trilling bedraagt voor UO_2 in de grondtoestand $2{,}5 \cdot 10^{13}$ per/sec overeenkomende met een reciproke golflengte van 830 cm^{-1} en dientengevolge is het trillingsquantum ongeveer 0,11 eV. Bestraalt men een uranylzout met blauw of violet licht, dan vindt men in het fluorescentiespectrum een aantal banden, welker frequentieverschillen beantwoorden aan een energieverschil van 0,103 eV.

Een goed inzicht krijgt men echter pas door bovendien het absorptiespectrum te bekijken. Hieruit blijkt, dat de afstand der emissiebanden grooter is (0,103 eV) dan die van de absorptiebanden (0,086 eV). Wordt een uranylverbinding bij lage temperatuur (bijv. — 180° C) bestraald, dan valt de meest naar het rood gelegen absorptieband samen met de meest naar het violet gelegen emissieband. Bij kamertemperatuur wordt aan de rij der absorptiebanden aan de roode zijde een zwakke band toegevoegd met een afstand gelijk aan die der emissiebanden (0,086 eV), terwijl aan de violette zijde van het emissiespectrum een nieuwe band optreedt met een afstand gelijk aan die van de absorptiebanden (0,103 eV). Bij hoogere temperatuur zijn er dus 3 absorptie- en emissiebanden, welke precies samenvallen (*fig. 12*). De onlangs op

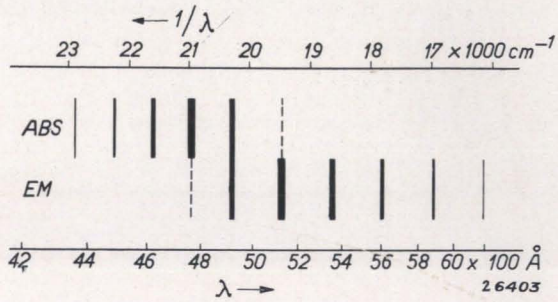


Fig. 12. Emissie en absorptiespectrum van kalium-uranylsulfaat (25° C). De lijnen geven schematisch de ligging en de intensiteit der banden weer. De gestippelde banden verdwijnen bij zeer lage temperatuur (1000 cm^{-1} = 0,1239 eV).

jeugdige leeftijd overleden Eindhovensche chemicus N. Moerman heeft van dit verschijnsel de volgende interpretatie gegeven (zie *fig. 13*): Bij lage temperatuur (— 180° C) is alleen het grondniveau bezet; absorptie is dus alleen uit dit niveau mogelijk. De afstand (0,103 eV) der absorptiebanden is gegeven door de spatieering van de vibratieniveaux van de aangeslagen toestand. Nu is het bekend, dat de uitstraling bij het uranyl zeer traag geschiedt (tijdsduur 10^{-5} sec tegen bijv. 10^{-8} sec bij Na); deze tijd is zoo lang, dat in de aangeslagen toestand de vibratie zich aanpast bij de temperatuur. Bij — 180° C is dus ook in de aangeslagen toestand het nulde vibratieniveau alleen vertegenwoordigd. De emissiebanden, die hiervan uitgaan, vertoonen de spatieering 0,086 eV, welke aan de verschillende vibratieniveaux van de grondtoestand toekomt. Neemt de temperatuur toe, dan komt zoowel het eerste vibratieniveau van de grondtoestand (absorptie) als dat van de aangeslagen toestand (emissie) mede in het spel.

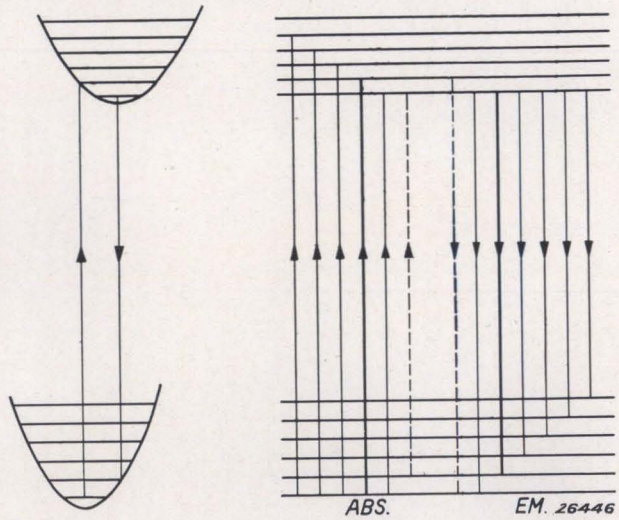


Fig. 13. Links: potentiaalkrommen van het radicaal UO_2, met de sterkste overgangen in emissie en absorptie. Rechts: energieniveaux met overgangen in dezelfde volgorde als de lijnen in fig. 12. De gestippelde lijnen komen bij — 180° C niet voor, doch wel bij kamertemperatuur.

Uraanglas, dat in de techniek der ontladingsbuizen een rol speelt, vertoont een fluorescentie, welke veel gelijkt op die van de uranylzouten. Ook hier is een maximum der emissie in het groen, terwijl de absorptie zich uitstrekt van het blauwgroen tot ver in het ultraviolet. Er is echter slechts een onduidelijke bandenstructuur, hetgeen bij een glas ook te verwachten is.

Fluorescentie van organische verbindingen

Onder de organische verbindingen zijn er tallooze, welke in oplossing krachtig fluoresceeren. Fluoresceïne en eosine zijn daarvan bekende voorbeelden. Het eosine, dat in oplossing bij doorvallend licht een fraaie rose kleur vertoont, is gekenmerkt door een krachtige absorptie in het groene en blauwe

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

gedeelte van het spectrum; het maximum dezer absorptie ligt bij 5250 Å. Laat men licht uit dit deel van het spectrum op een eosine-oplossing vallen, dan wordt een groenachtig fluorescentie-licht uitgestraald, waarvan de spectrale verdeeling een maximum bezit bij 5450 Å. In *fig. 14* zijn absorptie- en emissie-

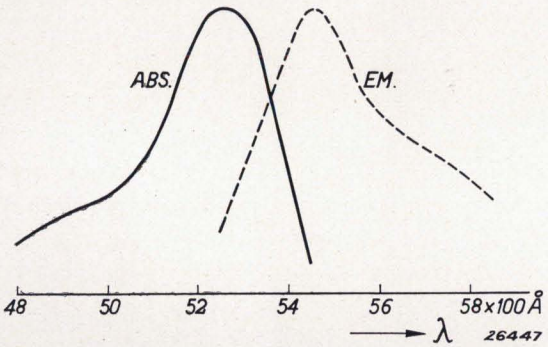


Fig. 14. Spectrale verdeeling van de absorptie en de emissie van eosine.

spectrum van zulk een oplossing weergegeven. Wij zien, dat weer voldaan is aan de regel van Stokes. Hoewel niet precies bekend is, aan welke atoomgroep in het ingewikkelde molecuul de fluorescentie van eosine te danken is, en voor deze atoomgroep de juiste ligging van de potentiaalkrommen niet kan worden aangegeven, kunnen wij ons voorstellen, dat deze krommen op analoge wijze gelegen zijn als in het geval van J_2 en UO_2. Dat het emissiespectrum in dit geval niet uit fijne lijnen bestaat, maar uit een continue band, moet op dezelfde wijze als bij het uraanglas verklaard worden door de invloed van de velden van de watermoleculen, waardoor het spectrum wordt verdoezeld.

Belangrijk is de invloed van de concentratie en van bijmengsels op het rendement van de fluorescentie van oplossingen. Meet men bij een zeer verdunde oplossing van fluoresceïne de verhouding van het uitgestraalde fluorescentielicht tot het geabsorbeerde licht, dan blijkt per geabsorbeerd lichtquantum ongeveer ook één quantum te worden uitgestraald. Het rendement is dus zoo hoog mogelijk. Neemt de concentratie toe, dan neemt het rendement af. Er moet dus energie worden vernietigd. Hetzelfde heeft plaats, als men aan een verdunde oplossing van fluoresceïne een electrolyt, bijv. KJ, toevoegt. In het laatste geval kan men aantoonen, dat nu tengevolge van de instraling vrij jodium ontstaat, dat in staat is een stijfsel-oplossing donker te kleuren. Men kan dit zoo verklaren, dat het fluoresceïnemolecuul, dat door absorptie van een lichtquantum in een hoogere energietoestand is gekomen, deze energie bij botsing tegen een ion $J^-(H_2O)$ verbruikt voor een chemische reactie, waarbij jodium vrijkomt onder ontwikkeling van waterstof:

$$J^-(H_2O) \rightarrow J + H + (OH)^-.$$

Wij hebben hier dus met een analoog geval te doen als bij de fluorescentie van gassen, waar wij zagen, dat de in het atoom tengevolge van lichtabsorptie opgenomen energie geheel of ten deele in atomaire energie van andere vorm (translatie, vibratie, dissociatie) kan worden omgezet.

De afname van het rendement door concentratieverhooging van de fluoresceerende stof kan dan aldus worden geïnterpreteerd, dat de moleculen van deze stof zelf gemakkelijk energie van een aangeslagen molecuul kunnen afnemen en deze in vibratie en translatie omzetten. Bij normale absorptie van licht, zonder fluorescentie, geschiedt dit reeds in het absorbeerende molecuul zelf. De fluoresceerende stoffen moeten dus gekenmerkt zijn door bepaalde atoomgroepen, die op dusdanige wijze van hun omgeving zijn „afgeschermd", dat zij tijd genoeg hebben de door absorptie van licht verkregen energie weer in de vorm van straling uit te zenden. Bij de fosforesceerende stoffen, die in een volgend artikel ter sprake zullen komen, hebben wij met nog veel langere levensduren der aangeslagen toestanden te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

TECHNISCHE TOEPASSINGEN VAN DE SECUNDAIRE EMISSIE

door J. L. H. JONKER en M. C. TEVES. 537.533.8 : 621.385.15 : 621.385.833

Enkele lampentypen, waarin de versterking van een electronenstroom door secundaire emissie toegepast is, worden beschreven: dynatron, multiplicatorbuizen en versterkerbuizen met gloeikathode.

Het verschijnsel der secundaire emissie, dat in het voorlaatste nummer van dit tijdschrift [1]) uitvoerig werd beschreven, is ca. 35 jaren geleden bekend geworden. Sindsdien heeft men gezocht naar middelen om dit verschijnsel te beheerschen. In het geval, dat het ongewenscht spontaan optreedt in electronenbuizen heeft men getracht het te vermijden of althans in zijn uitwerking onschadelijk te maken. Aan de andere kant heeft men naar constructies gezocht, die geschikt zijn om deze nieuwe bron van electronen technisch dienstbaar te maken. Eenige van deze constructies, die een zekere practische toepassing hebben gevonden, zullen in dit artikel worden behandeld.

Het dynatron

De eerste technische toepassing van de secundaire electronenemissie werd in 1915 aangegeven door Hull, welke een lamp ontwierp, dynatron geheeten, waarin secundaire emissie gebruikt werd voor het verkrijgen van een negatieve weerstand. De werking van deze lamp is als volgt (*fig. 1*). De electronen, die uit de kathode k treden, komen voor een gedeelte op de positieve electrode a terecht, maar een aantal treedt door de opening van deze doorboorde electrode en bereikt de secundair emitteerende plaat p, die zich ook op

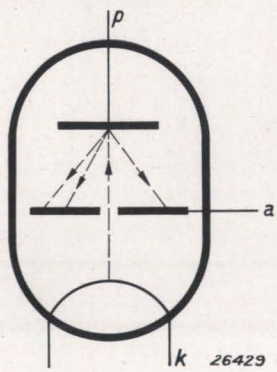


Fig. 1. Schema van het dynatron.

een positieve potentiaal bevindt, welke echter lager is dan de potentiaal van a. De uit de plaat vrij gemaakte secundaire electronen worden door de electrode a opgevangen. Is I_{prim} de primaire stroom van de plaat, δ de coefficiënt der secundaire emissie, dan is de totale stroom van de plaat

$$I_p = I_{prim}\,(1 - \delta).$$

Daar de coëfficient δ belangrijk grooter kan zijn dan 1, (bijv. 5), zal de stroom van de plaat in vele gevallen negatief worden.

In *fig. 2* is een voorbeeld gegeven van de stroom-

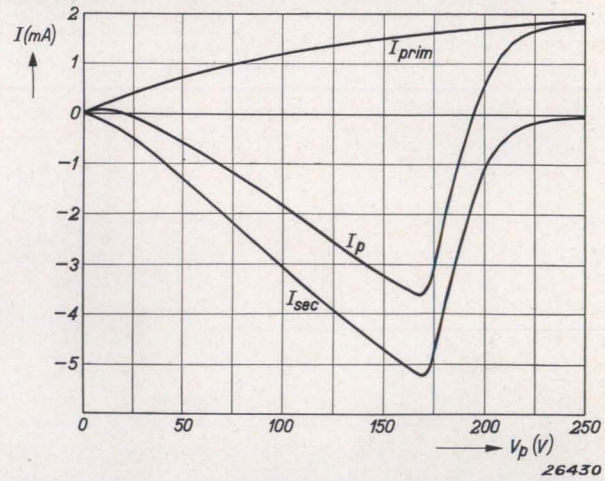


Fig. 2. Verloop van primaire (I_{prim}), secundaire (I_{sec}) en resulteerende (I_p) electronenstroom naar de plaat als functie der plaatspanning V_p bij constante anodespanning V_a.

sterkte I_p als functie van de spanning V_p der plaat. De spanning van de electrode a is hierbij constant gehouden op $V_a = 180$ volt. Bij lage spanningen V_p ontstaan per primair electron weinig secundaire electronen. De coëfficient der secundaire emissie neemt echter met de spanning toe en wordt grooter dan 1 wanneer $V_p > 20$ V. Vanaf deze spanning is de plaatstroom dus negatief. Met toenemende spanning wordt de plaatstroom steeds sterker negatief, omdat δ toeneemt. In dit gebied vertoont de lamp dus een negatieve weerstand, d.w.z. $dV_p/dI_p < 0$. Wordt echter V_p grooter dan V_a, dan zien we de stroom der secundaire electronen plotseling sterk afnemen, omdat nu de electronen tegen een potentiaalverschil in moeten loopen om de plaat te verlaten. De plaatstroom neemt dientengevolge sterk toe en is voor $V_p = 250$ V practisch gelijk aan de primaire stroom.

De belangrijkste eigenschap van het dynatron

[1]) H. Bruining. Philips techn. T. **3**, 80, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

is wel die, dat het, dank zij zijn negatieve weerstand, de mogelijkheid biedt op eenvoudige wijze electrische trillingen op te wekken. Heeft men parallel aan een trillingskring een negatieve weerstand, die in absolute waarde kleiner is dan de positieve aequivalente weerstand van de kring zelf, dan wordt de demping van het geheel negatief, d.w.z. een in de kring opgewekte trilling neemt voortdurend toe in amplitude. In werkelijkheid is dit toenemen begrensd, omdat de inwendige weerstand van het dynatron slechts in een beperkt spanningsinterval negatief is. Geschiedt het trillen in het lineaire gedeelte van de dalende karakteristiek, dus met niet te groote amplituden, dan kan een nagenoeg sinusvormige spanning worden opgewekt.

Met het dynatron kunnen trillingen van zeer hooge frequentie worden opgewekt. Hieruit blijkt, dat de secundaire emissie een verschijnsel is, dat zeer snel gebeurt. Een waarneembare vertraging tusschen het opvallen van het primaire electron en het uitzenden van secundaire electronen treedt onder normale omstandigheden niet op; het tijdsverschil is zeker korter dan de looptijd van de secundaire electronen van de plaat naar de doorboorde electrode, welke gewoonlijk kleiner dan 10^{-8} sec. is.

Het meest in het oog springende voordeel van het dynatron ten opzichte van de bekende lamposcillatoren is wel het ontbreken van een terugkoppelspoel.

Voor groote vermogens bij hooge bedrijfsspanning is het dynatron als generator minder geschikt, daar de coëfficient σ bij hooge spanningen weer afneemt.

Multiplicatorbuizen

Een primair electron kan, zooals wij zagen, een aantal secundaire electronen vrijmaken. Van deze vermenigvuldiging wordt in de multiplicatorbuis gebruik gemaakt om een stroom te versterken; een zeer groote versterking kan bereikt worden door meerdere malen achter elkaar van secundaire emissie gebruik te maken. Een primaire electronenstroom, uitgezonden door een belichte *fotokathode*, wordt door geschikt gekozen electrische velden of door een gunstige combinatie van electrische en

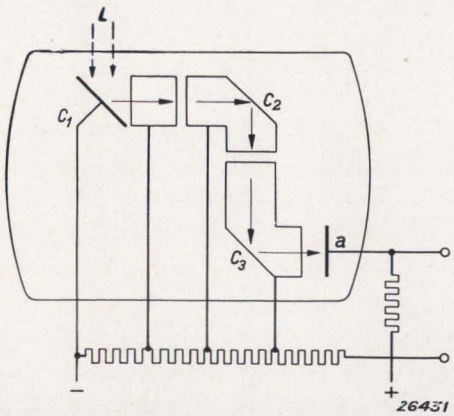


Fig. 3. *L*-multiplicatorbuis. c_1 fotokathode, c_2, c_3 secundaire kathoden en a eindanode.
De cylindervormige buizen dienen als focusseerende electronenlenzen, de pijlen geven ongeveer de loop der electronen aan.

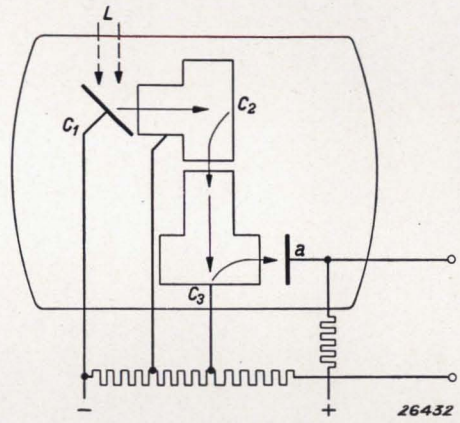


Fig. 4. *T*-multiplicatorbuis. Verklaring als fig. 3.

magnetische velden op een electrode gericht, welke een oppervlak met een groot vermogen voor secundaire emissie heeft. De van deze electrode komende secundaire electronen, welke reeds een veelvoud van de primaire bedragen, worden op dezelfde wijze op een volgende electrode gericht, waar weer vermenigvuldiging optreedt. Dit proces kan in principe onbeperkt vele malen herhaald worden, de grens is practisch tenslotte gegeven door de toelaatbare belasting van de laatste electrode of eindanode van het systeem, of eventueel ook door ruimteladingen.

Er zijn verschillende variaties mogelijk in de wijze, waarop in een multiplicatorbuis de electronen telkens op het volgende secundair emitteerend oppervlak gericht worden. Zoo heeft Zworykin eenige modellen uitgewerkt, welke alleen met electrische velden werken (*fig. 3* en *4*), waarbij echter door de optredende moeilijkheden bij het in een bundel houden der electronen slechts weinig trappen achter elkaar gebruikt kunnen worden. De spanningen voor de opeenvolgende electroden, worden aan een gemeenschappelijke potentiometer ontleend.

De buis door Weiss geconstrueerd, werkt ook alleen met electrische velden. Hier zijn een aantal gaasjes achter elkaar geschakeld (*fig. 5*), die alle een goed secundair emitteerend vermogen bezitten en die van links naar rechts gaande steeds hoogere positieve potentiaal hebben. Die electronen, welke tegen een draad van een gaasje botsen, maken secundaire electronen vrij, welke naar een volgend gaasje getrokken moeten worden, enz. De electronen,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

welke direct door een maas vliegen, worden niet vermenigvuldigd, de versterking is daardoor betrekkelijk klein. Verder wordt hier van een doorzichtige

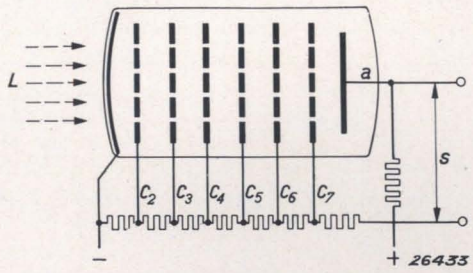


Fig. 5. Gaas-multiplicatorbuis met doorzichtige fotokathode, c_2 ... c_7 gaasjes, welke als secundaire kathoden dienen en a eindanode.

fotokathode gebruik gemaakt, waarbij het licht van buiten opvalt en de electronen van binnen uittreden.

Bij de gunstigste constructie, welke ook een groot aantal versterkingstrappen toelaat, worden de electronen door een magnetisch dwarsveld op de elkaar ingesteld, dat de electronen juist op de volgende kathode terecht komen. De daar vrij gemaakte secundaire electronen, een veelvoud van de invallende electronen, worden op dezelfde wijze op de volgende kathode gericht, enz.

De magnetische veldsterkte moet zorgvuldig aangepast worden aan het versnellende electrische veld tusschen de electroden, bijv. door regeling van de bekrachtigingsstroom van de magneet. Verder moet het magnetische veld over de geheele lengte van het electrodensysteem homogeen en nauwkeurig gericht zijn, nl. loodrecht op de lengte-as van het systeem en parallel aan de kathode en anodevlakken, zie fig. 6. Wanneer aan deze condities is voldaan, kan men buizen met 10 en meer trappen achter elkaar gebruiken. Bij een spanning van telkens bijv. 200 V tusschen de kathoden en de daarbij behoorende anoden en het gebruik van caesiumoxyde als secundair emitteerend oppervlak wordt per trap gemakkelijk

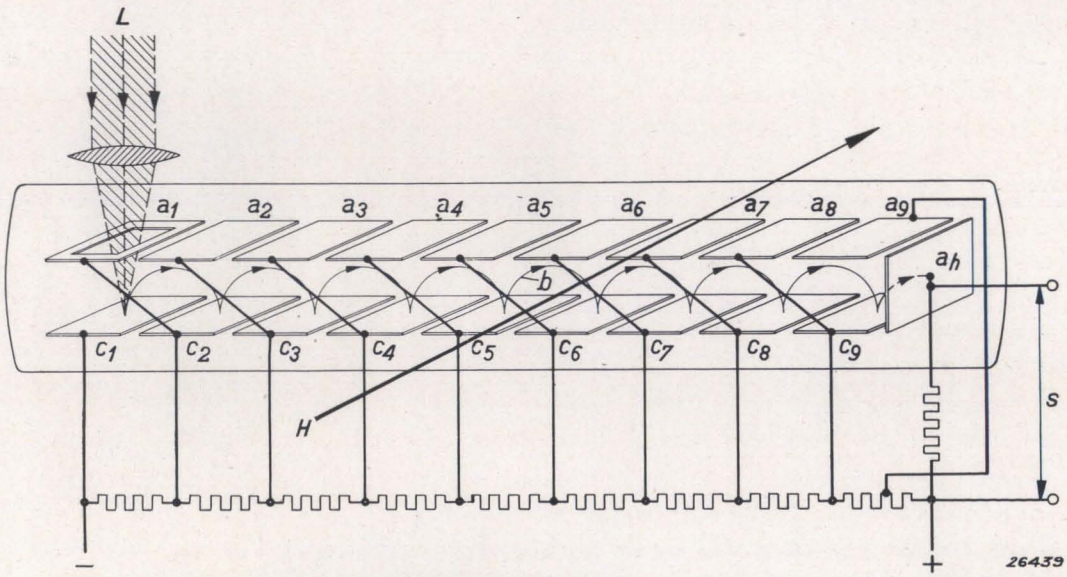


Fig. 6. Multiplicatorbuis met magnetische focusseering.
c_1 fotokathode, c_2, c_3 ... secundaire kathoden, a_1, a_2 ... hulpanoden en a_n eindanode.
→ richting van het magnetische dwarsveld H.

achtereenvolgende secundaire kathoden gefocusseerd (*fig. 6*). De primaire en alle secundaire kathoden (c_1, c_2 ...) zijn hier in eenzelfde vlak achter elkaar opgesteld. In een tweede vlak, parallel aan het eerste, liggen een even groot aantal anoden (a_1, a_2...). Elke volgende kathode is met de voorafgaande anode doorverbonden, zoodat bij het aanleggen van de spanning een voldoend groote veldsterkte op de kathoden aanwezig is, om de electronen weg te zuigen. Het magnetische dwarsveld H van voldoende sterkte zorgt, dat de versnelde electronen ongeveer half cirkelvormige banen beschrijven. Het electrische en het magnetische veld zijn zoo t.o.v. een versterking van de stroom met een factor 5 bereikt. Voor een multiplicatorbuis van dit type met 10 trappen beteekent dit reeds een versterking van 5^{10} of ongeveer 10 millioen.

In een multiplicatorbuis zijn zoowel een fotokathode als secundair emitteerende kathoden aanwezig. Indien men hiervoor verschillende soorten van oppervlakken zou gebruiken, dan zou het gevaar bestaan, dat deze elkaar tijdens het prepareeren nadeelig beinvloeden. Het is daarom gewenscht om voor beide doeleinden hetzelfde soort oppervlak te gebruiken. Op het eerste gezicht lijkt het moeilijk een hiervoor geschikt oppervlak te

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

realiseeren, daar voor het bereiken van een groot secundair emitteerend vermogen geheel andere eischen aan het oppervlak moeten worden gesteld dan voor een hooge foto-electrische gevoeligheid. Toch bestaat een dergelijk oppervlak, dat in de hier beschreven multiplicatorbuis wordt toegepast. Daarbij wordt gebruik gemaakt van zilver, bedekt met caesiumoxyde en geadsorbeerd caesium. Deze kathode dankt haar fotogevoeligheid aan de geadsorbeerde atomen caesium, die door het licht gemakkelijk kunnen worden geioniseerd. Het vermogen om secundaire electronen te emitteeren is te danken aan het caesiumoxyde; de geadsorbeerde caesiumatomen zijn dus voor de secundaire electronenemissie niet noodzakelijk. Het is gebleken, dat deze kathode zonder bedekking met caesiumatomen een grooter secundair emitteerend vermogen heeft dan bij een bedekking, waarbij de fotogevoeligheid maximaal is.

Het groote voordeel van de multiplicatorbuizen is, dat ze zeer snelle stroomvariaties zonder vervorming kunnen versterken, zoolang de veranderingen zich niet in een kortere tijd dan 10^{-8} sec. afspelen. Op de vermenigvuldigingsfactor voor de electronen hebben weerstand en zelfinductie der toevoerleidingen en capaciteit tusschen de electroden, ook bij hooge frequenties, practisch geen invloed. De stroom aan de eindanode heeft een van de frequentie onafhankelijk tijdsverschil ten opzichte van de fotostroom, wat echter practisch geen bezwaren oplevert.

De multiplicatorbuis is dus een ideale versterker voor fotostroomen van alle frequenties en zelfs voor gelijkstroom. Echter is vanwege de complicaties, welke het gebruik van een dergelijke buis met zich meebrengt, de toepassing beperkt tot het gebied van zeer kleine lichthoeveelheden, zooals bij televisie met mechanische aftasting [2]), astronomische metingen, spectrofotometers, enz., waarbij we met foto-electronenstroomen in de orde van grootte van 10^{-14} tot 10^{-16} A moeten rekenen. In dit geval overweegt bij normale versterking met versterkerbuizen het geruisch afkomstig van de eerste koppelweerstand (thermische beweging van de electronen) en van de naar verhouding zeer groote kathodestroom in de eerste versterkerlamp (hageleffect) geheel [2,3]). Deze zijn immers ook reeds zonder fotostroom geheel aanwezig. In de multiplicatorbuis treedt practisch uitsluitend het onvermijdelijke hageleffect van de fotostroom zelf als storing op, evenredig met de wortel uit de sterkte van de fotostroom.

Het gebruik van de multiplicatorbuis heeft geen zin meer, wanneer de fotostroom grooter wordt dan ca. 10^{-8} A (voor constante belichting) of ca. 10^{-7} A (voor wissellicht van bijv. audiofrequentie), dan is het gebruik van normale versterkers eenvoudiger.

Fig. 7 geeft een foto van een multiplicatorbuis met elf trappen van versterking door secundaire emissie (type 4698).

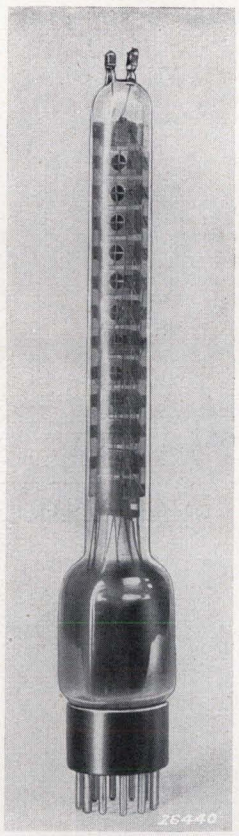


Fig. 7. Multiplicatorbuis Type 4698, uitgevoerd volgens het schema van fig. 6 met 11 trappen.

Secundaire emissie in versterkerbuizen met gloeikathode

Evenals de stroom in een fotocel heeft men ook getracht de electronenstroom in een versterkerbuis door middel van secundaire emissie te versterken.

Het realiseeren van deze gedachte, zooals schematisch aangeduid in *fig. 8*, stuitte tot voor korten tijd op practische moeilijkheden. Plaatst men nl. een gloeiende kathode en een oppervlak, dat op zichzelf een groote en goed constante secundaire emissie heeft, samen in één ballon, dan kunnen de eigenschappen van het secundair emitteerende oppervlak op ongewenschte wijze worden beïnvloed door de stoffen, die van de kathode verdampen

[2]) H. Rinia. Televisieinstallatie met schijf volgens Nipkow, Philips techn. T. **2**, 72, 1937.

[3]) M. Ziegler. De bijdrage van versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers. Philips techn. T. **2**, 329, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

(barium, bariumoxyde) en op het secundair emitteerende oppervlak neerslaan. Deze wijziging van het oppervlak blijkt nu in het algemeen een

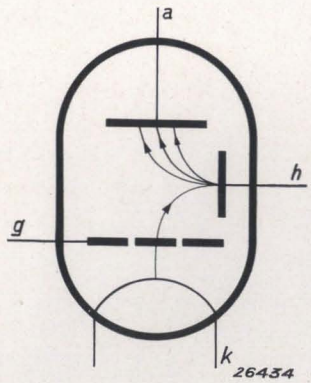


Fig. 8. Schema van versterkerbuis met gloeikathode en hulpkathode voor versterking door secundaire emissie.

vermindering van het secundair emitteerend vermogen te beteekenen en de versterking van de lamp nadeelig te beïnvloeden.

In de boven besproken multiplicatorbuizen heeft men, zooals aangegeven, een soortgelijke moeilijkheid kunnen overwinnen door het gebruik van een materiaal, dat zoowel voor de foto-electrische als voor de secundaire emissie geschikt is. Men zou er nu ook aan kunnen denken de gloeiende kathode en de plaat met hetzelfde soort oppervlak te bedekken, maar een voor beide geschikt materiaal werd niet gevonden. Men moest dus naar een andere oplossing uitzien.

Daarbij werd uitgegaan van het feit, dat verdampende moleculen zich in hoogvacuum practisch volgens rechte lijnen bewegen, zoodat zij de secundair emitteerende plaat niet meer zullen treffen, indien deze uit het „zicht" van de gloeiende kathode wordt geplaatst. De door de kathode uitgezonden primaire electronen moeten dan natuurlijk langs een omweg naar de secundair emitteerende plaat worden gevoerd. Dit kan geschieden door middel van electrische en magnetische velden, op

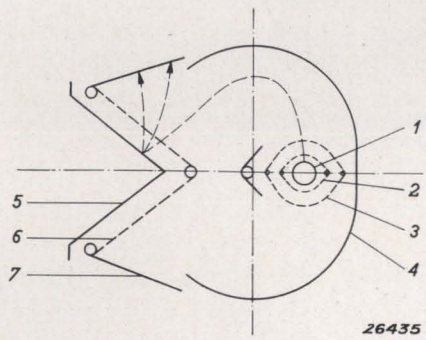


Fig. 9. Dwarsdoorsnede van versterkerlamp type 4696. *1* kathode, *2* stuurrooster, *3* schermrooster, *4* schermplaat op kathodepotentiaal, *5* hulpkathode, *6* anoderooster en *7* anode.

dezelfde wijze als wij reeds gezien hebben bij de bespreking van verschillende systemen van multiplicatorbuizen.

Voor versterkerbuizen is intusschen het gebruik van een uitwendig magnetisch veld niet zoo eenvoudig, terwijl ook de instelling ervan critisch is. Electrostatische afbuiging is hier dus verre te verkiezen boven de magnetische afbuiging. Deze is mogelijk, bijv. door afstooting door een zich op lage potentiaal of aantrekking door een zich op hooge potentiaal bevindende electrode. Deze electroden kunnen bij een geschikt gekozen vorm tegelijk een concentratie van de electronenbundel teweegbrengen.

Het inwendige van een versterkerlamp met één trap secundaire emissie, type 4696, is in beide nevenstaande figuren weergegeven. *Fig. 9* toont een dwarsdoorsnede van het electrodensysteem; *1* is de kathode, *2* het stuurrooster en *3* het schermrooster.

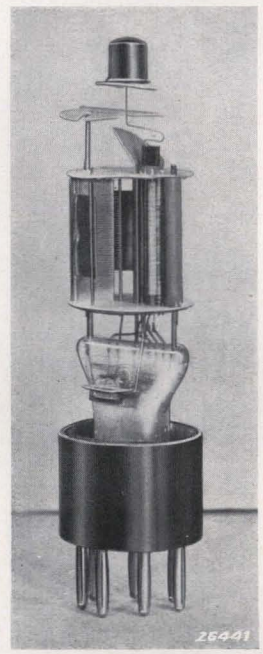


Fig. 10. Foto van het inwendige van de lamp type 4696.

De electronen treden door het schermrooster *3* en worden door het gebogen scherm *4* als het ware teruggekaatst en op de hulpkathode *5* geconcentreerd. Het oppervlak hiervan heeft een groot secundair emitteerend vermogen en bevindt zich op een zoodanige spanning (150 V), dat een goede secundaire emissiefactor $\delta = 5$ verkregen wordt. Deze secundaire electronen worden door het rooster *6*, dat zich op anodepotentiaal (250 V) bevindt, weggezogen en begeven zich naar de anode *7*. *Fig. 10* geeft een foto van de constructie, waarbij het scherm weggeknipt is om het inwendige zichtbaar te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Rechts ziet men de kathode met de omringende roosters, links de hulpkathode, het anoderooster en de anodeplaat. Tenslotte geeft *fig. 11* het verloop der aequipotentiaalvlakken in een lamp volgens de

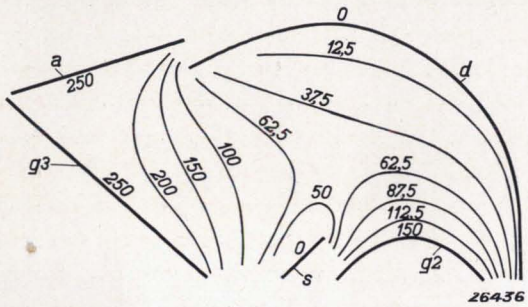


Fig. 11. Verloop van aequipotentiaalvlakken in lamp 4696.

aangegeven constructie, opgenomen aan een vergroot model in een electrolytische trog [4]). De electronen passeeren tusschen schermrooster en hulpkathode twee concentreerende potentiaalvelden, terwijl er een soort reflectie plaats vindt tegen het door het gebogen scherm veroorzaakte gebied van lage potentiaal.

Daar in deze versterkerlamp met stroomen van eenige milliamperes gewerkt wordt, is het mogelijk, dat aanzienlijke ruimteladingen optreden, die zoowel het veldverloop in de omgeving van het scherm als aan het oppervlak der hulpkathode zouden vervormen, waardoor een deel der secundaire electronen niet op de anode terecht zou komen. Dit wordt nu vermeden door het aanbrengen van het gaas *6*, dat zich op de anodepotentiaal bevindt, vlak vóór de hulpkathode *5*. Neemt men deze voorzorgsmaatregel niet, dan wordt de anodestroom vrij sterk afhankelijk van de anodespanning, m.a.w. de inwendige

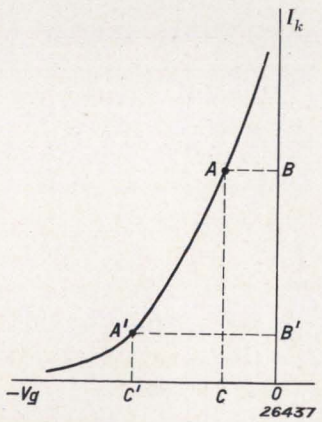


Fig. 12. Kathodestroom I_k als functie van de roosterspanning V_g.

[4]) Bij deze methode wordt een vergroot model van de te onderzoeken constructie gemaakt, dat in een met een electrolyt gevuld vat wordt geplaatst. Geeft men aan de electroden de vereischte spanningen, dan gaat er tusschen de electroden stroom loopen, en kan men de potentiaal op ieder punt met behulp van een sonde meten.

differentiaalweerstand van de buis daalt, hetgeen voor versterkerdoeleinden ongewenscht is.

Het groote voordeel van deze secundaire emissielamp ligt daarin, dat met de anodestroom ook de steilheid dI_a/dV_g ongeveer een factor 5 vergroot wordt door de secundaire emissie versterking. Vooral wanneer de uitwendige anode-impedantie slechts zeer laag kan zijn, zooals bij de versterking van breede frequentiebanden (televisie), is deze steilheid zeer welkom.

Vergelijkt men twee lampen, resp. met en zonder secundaire emissie versterking, dan blijkt dat bij dezelfde anodestroom de steilheid van een lamp met secundaire emissie belangrijk grooter is. Zij bijv. in *fig. 12* het verloop van I_k als functie van de roosterspanning V_g gegeven. Bij een gegeven

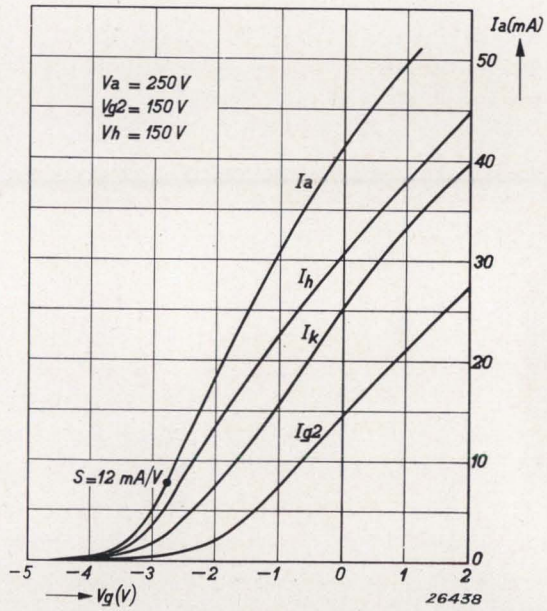


Fig. 13. Stroomen naar de verschillende electroden van de lamp type 4696 als functie van de roosterspanning V_g. I_a is anodestroom, I_k is kathodestroom, I_h is stroom naar hulpkathode, I_{g_2} is stroom naar schermrooster.

roosterspanning OC is, zonder secundaire versterking, de kathodestroom I_k, zoowel als de anodestroom I_a gelijk aan OB. Schakelt men nu een hulpkathode voor secundaire emissie in, dan zal bij constant gehouden I_a de stroom I_k kleiner worden, daar $I_a = \delta \cdot I_k$. Hierin is δ de verhouding van de uittredende tot de invallende electronenstroom op de hulpkathode. Een factor $\delta = 5$ kan met een spanningsverschil van 150 V tusschen kathode en hulpkathode bereikt worden, zoodat dan de benoodigde stroom V_k tot op ongeveer $^1/_5$ gedaald is. (OB' in fig. 12). In het punt A' der karakteristiek $I_k = f(V_g)$ is de steilheid dI_k/dV_g echter grooter dan $^1/_5$ van die in het punt A; de steilheid van de lamp met secundaire emissie $dI_a/dV_g = \delta \cdot dI_k/dV_g$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

is dus inderdaad grooter. De volgende berekening moge dit nog nader toelichten.

Voor de kathodestroom I_k geldt de volgende formule:

$$I_k = A\ (V_g + b)^K,$$

A en b zijn bepaald door de constructie en de anodespanning V_a. Zonder secundaire emissie is de steilheid

$$\frac{\mathrm{d}I_k}{\mathrm{d}V_g} = A\,K\,(V_g + b)^{K-1} = A^{\frac{1}{K}}\,K\,I_k^{\frac{K-1}{K}}.$$

Met secundaire emissie geldt: $I_a = \delta I_k$, en:

$$\frac{\mathrm{d}I_a}{\mathrm{d}V_g} = \delta^{\frac{1}{K}} A^{\frac{1}{K}} K\ I_a^{\frac{K-1}{K}}$$

Voor *dezelfde* anodestroom is dus de steilheid in het tweede geval een factor $\delta^{1/K}$ grooter. Daar K voor niet al te kleine stroomen 1,6 is, vindt men dat voor $\delta = 5$, de steilheid $5^{0,6} = 2,6$ maal grooter is geworden.

Tenslotte geeft *fig. 13* de stroomen naar de verschillende electroden van een lamp van de beschreven constructie, als functie van de stuurroosterspanning. Bij deze lamp is één trap versterking met secundaire electronenemissie toegepast, waarmede een steilheid van 12 à 14 mA/V bij een anodestroom van 8 mA bereikt wordt, met een kathodestroom die slechts 2,5 mA bedraagt, waarvan ongeveer 2 mA naar de hulpkathode 5 en 0,5 mA naar het schermrooster 3 gaan (*fig. 9*). Principieel is het mogelijk meerdere trappen toe te passen, waarbij echter de constructie ingewikkelder wordt en de vereischte spanning V_a hooger, zoodat men zich bij deze versterkerbuis tot één trap heeft beperkt.

ZAALACOUSTIEK EN VERSTAANBAARHEID

door R. VERMEULEN. 534.843.5

In dit artikel worden de verschijnselen besproken, die invloed hebben op de verstaanbaarheid in een zaal. Uitgaande van ervaringen betreffende de verstaanbaarheid als functie van de intensiteit van het signaal en het lawaai wordt aangetoond, dat in een groote ruimte met veel nagalm slechts een bepaald gedeelte van het oppervlak op verstaanbare wijze kan worden besproken. Nader wordt ingegaan op de bijdrage tot de verstaanbaarheid van het directe en van het gereflecteerde geluid. Uit het inzicht, dat een nuttige bijdrage tot de verstaanbaarheid slechts die golven leveren, welke binnen 1/15 sec na het directe geluid den luisteraar bereiken, worden de grondslagen afgeleid voor het ontwerp van een zaal met een goede acoustiek.

Een architect, die een schouwburgzaal ontwerpt, zal niet nalaten om na te gaan of voor alle plaatsen in de zaal een ongestoord gezicht op het tooneel verkregen kan worden. Het mag echter betwijfeld worden, of steeds dezelfde zorg besteed wordt aan de verstaanbaarheid van het gesproken woord, dat bij een tooneelvoorstelling toch zeker een even belangrijke rol speelt. Het is niet voldoende, dat aandacht geschonken wordt aan de grootte van de nagalmtijd in de zaal, waarvan in een vorig artikel [1]) de beteekenis werd uiteengezet, omdat in het bijzonder de verstaanbaarheid van het gesproken woord ook door andere factoren bepaald wordt. Al is de nagalmtijd in alle punten van de zaal dezelfde, zooals door de wet van Sabine verlangd wordt, toch kan het volgen van de spraak op de eene plaats meer moeite vergen dan op een ander gunstiger gelegen punt. Het is vooral

[1]) A. Th. van Urk, Zaalacoustiek en nagalm, Philips techn. T. **3**, 65, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

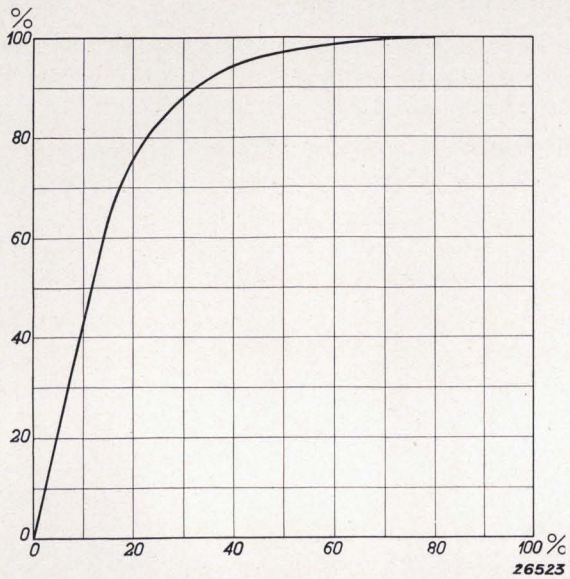


Fig. 1. Abscis: verstaanbaarheid van lettergrepen zonder beteekenis en onderling verband, ordinaat: percentage van eenvoudige vragen, die juist worden beantwoord. Hieruit volgt, dat een verstaanbaarheid van 50% toereikend is om een betoog nog te kunnen volgen.

dank zij het groote belang, dat de verstaanbaarheid van spraak voor de ontwikkeling van de telefoonverbindingen bezit, dat in de laatste decennia vele onderzoekingen gedaan zijn over de afhankelijkheid der verstaanbaarheid van allerlei storende invloeden en vervormingen [2]).

Factoren, die de verstaanbaarheid beinvloeden

In dit bestek is het slechts mogelijk enkele resultaten te vermelden. In de eerste plaats is de verstaanbaarheid in hooge mate afhankelijk van de sterkte. Om dit in getallen te kunnen uitdrukken is het noodzakelijk de verstaanbaarheid te kunnen meten. Dit kan zoo gedaan worden, dat men een groot aantal zinnen, woorden of lettergrepen laat uitspreken en dan nagaat, welk percentage zonder fouten te verstaan is. Worden daarvoor lettergrepen zonder verband en beteekenis gebruikt, dan zal dit percentage, dat hier „verstaanbaarheid" genoemd zal worden, vanzelfsprekend veel geringer zijn, dan indien men een samenhangende zin laat zeggen, omdat daarbij de minder goed begrepen woorden automatisch aangevuld worden. Het verband tusschen deze „begrijpelijkheid" en de „verstaanbaarheid" wordt in *fig. 1* weergegeven.

Wordt de verstaanbaarheid bepaald bij verschillende sterkte van de spraak, zonder dat de luisteraar daarbij gehinderd wordt door nagalm en storende vreemde geluiden, dan verkrijgt men een verband als in *fig. 2* met 0 is aangeduid. De overige krommen in deze figuur hebben betrekking op het geval, dat de luisteraar gestoord wordt door geruisch van verschillende sterkte. Hoewel de aard van het lawaai niet zonder invloed is, blijft het karakter van de figuur toch in hoofdzaak onveranderd. Aangezien de krommen vrijwel evenwijdig loopen, kan men de conclusie trekken, dat de invloed van lawaai overeenkomt met een vermindering van het sterkte-niveau van de spraak, of anders gezegd, met een verhooging van de drempelwaarde van het oor. Uit de figuur blijkt, dat de verstaanbaarheid bij gelijke sterkte van lawaai en spraak ongeveer 50% bedraagt, wat nog voldoende geacht mag worden om een betoog te kunnen volgen, hoewel voor een goede acoustiek een verstaanbaarheid van 70% verlangd moet worden (zie fig. 1).

Een tweede factor, die de verstaanbaarheid kan beinvloeden en die in het bijzonder van belang is, indien voor de overdracht of voor de versterking van het geluid, versterkerinstallaties met microfoons en luidsprekers toegepast worden, is de verandering van de verdeeling van de geluidsenergie over de verschillende frequentiegebieden. Hoewel de grondtonen van de spraak in de buurt van 125 Hz (man) tot 250 Hz (vrouw) liggen, is voor de verstaanbaarheid het gebied van 1000 tot 2000 Hz van het meeste belang. Dit volgt uit experimenten, waarvan de resultaten in *fig. 3* zijn weergegeven. Hierin is de verstaanbaarheid uitgezet als functie van de grensfrequentie van een

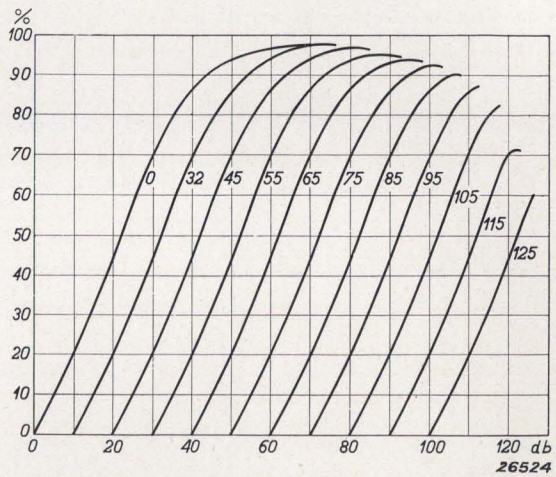


Fig. 2. Het percentage lettergrepen zonder beteekenis en onderling verband, uitgezet als functie van het peil van het gesproken woord boven de drempelwaarde en van het lawaai. De opeenvolgende krommen zijn telkens opgenomen met een zoodanige verhooging van het lawaai, dat de drempelwaarde met 10 db is toegenomen. Het peil van het lawaai is bij de krommen aangegeven. Men ziet, dat de krommen vrijwel evenwijdig verloopen en dat de drempelwaarde constant 25 db beneden het peil van het lawaai ligt, indien dit laatste meer dan 40 db bedraagt.

[2]) Goede samenvattingen vindt men in de boeken: Harvey Fletcher, Speech and Hearing and F. Trendelenburg, Klänge und Geräusche.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

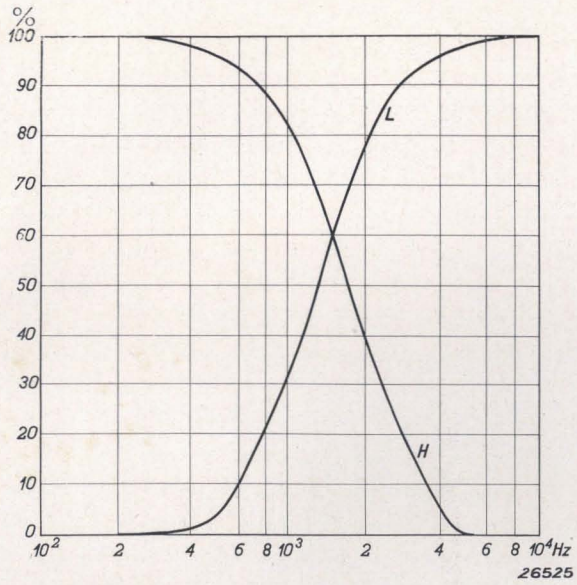


Fig. 3. Het percentage lettergrepen zonder beteekenis en onderling verband, dat door den luisteraar juist verstaan wordt, uitgezet als functie van de afsnijfrequentie van een filter, dat in de keten van de geluidsoverdracht is opgenomen. De kromme L is met een filter bepaald, dat de tonen beneden de afsnijfrequentie doorlaat, zoodat hier de invloed van het gemis der hooge frequenties tot uiting komt. Bij afwezigheid van frequenties boven 2000 Hz wordt nog 75% van de lettergrepen geheel juist verstaan. De kromme H is met een hoogdoorlatend filter bepaald; hieruit is bijv. af te lezen, dat bij het weglaten van alle tonen beneden 1000 Hz de verstaanbaarheid nog boven 80% ligt.

filter, dat van de spraak alleen de tonen beneden (L = laagdoorlatend) resp. boven (H = hoogdoorlatend) die grensfrequentie doorlaat. Het bijschrift vermeldt nadere bijzonderheden. Uit de figuur kan men o.a. concludeeren, dat een verstaanbaarheid van 60% kan worden verkregen, ook al laat men alle tonen beneden 1300 Hz uit de spraak vervallen. Dat het timbre van het gesproken woord hierdoor sterk veranderd wordt is vanzelfsprekend.

Nagalm als storend verschijnsel

Het lawaai, dat de verstaanbaarheid van het gesproken woord vermindert, bestaat niet alleen uit het rumoer, dat door het publiek wordt veroorzaakt, en andere geluiden, als zoemende ventilatoren, straatlawaai, enz. Ook het geluid van de vroeger uitgesproken klanken, dat als nagalm in de zaal blijft hangen, hindert den luisteraar bij het verstaan van de nieuwe woorden.

Kan door uitzetten van de stem en in ruimere mate door het toepassen van geluidsversterkerinstallaties bereikt worden, dat het niveau van het gesproken woord voldoende boven dat van het vreemde lawaai komt, tegen de eigen nagalm zal dit middel falen: de intensiteit van de storende galm zal toch in dezelfde verhouding toenemen als het directe geluid. Het gevolg is, dat een spreker zich in een zaal met veel nagalm slechts verstaanbaar kan maken over een beperkt gedeelte van het oppervlak, dat ook door toepassing van luidsprekers niet kan worden vergroot.

Zonder al te veel in details te treden, zal een globale berekening het inzicht kunnen verhelderen. Wanneer een aantal geluidsbronnen met een totaal vermogen W in een zaal is opgesteld, waarvan de wanden een absorptie, aequivalent met een open raam van oppervlak A bezitten, dan bedraagt de gemiddelde energiedichtheid van de galm:

$$E_m = \frac{4W}{cA}, \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

waarbij c de voortplantingssnelheid van het geluid is (Van Urk l.c.). De energiedichtheid van het directe geluid, afkomstig van de geluidsbron met index i, bedraagt op een afstand r_i van deze geluidsbron

$$E_d = \frac{W_i}{4\pi r_i^2 c} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (2)$$

Uit deze beide formules volgt, dat slechts over een beperkte afstand de intensiteit van het directe geluid grooter zal zijn dan die van de storende nagalm, zooals noodzakelijk gebleken is voor een eenigszins toereikende verstaanbaarheid (50%). Deze maximale afstand is gegeven door:

$$r_i^2 = \frac{W_i}{W} \cdot \frac{A}{16\pi} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

Indien als meest gunstige voorwaarde verondersteld wordt, dat iedere geluidsbron van alle zijden toegankelijk is voor luisteraars, dan bedraagt het op verstaanbare wijze bestreken oppervlak:

$$\sigma = \pi \Sigma r_i^2 = \frac{\Sigma W_i}{W} \frac{A}{16} = \frac{A}{16} \quad \cdots \quad (4)$$

Verg. (4) zal bruikbaar zijn om de toestand te beschrijven in groote ruimten met veel nagalm, welke ruimten slechts voor een klein gedeelte van het oppervlak met publiek gevuld zijn. Men zou bijv. volgens deze vergelijking kunnen berekenen, over een hoe groot gedeelte van een overdekte zweminrichting de resultaten van een wedstrijd gelijktijdig kunnen worden medegedeeld.

Indien echter het publiek een groot gedeelte van het oppervlak beslaat, dan kan men het verstaanbaarheidsoppervlak vergrooten door gebruik te maken van het feit, dat de absorptie-coëfficiënt van het publiek vrijwel 100% is. Daarmede vervallen klaarblijkelijk de grondslagen van de nagalm-theorie van Sabine. Het geluid, dat het publiek direct treft, zal niet gereflecteerd worden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

en niet tot de galm bijdragen. Het overblijvende gedeelte van het geluid zal een galm veroorzaken, waarvan de gemiddelde energiedichtheid door verg. (1) wordt weergegeven. Is p het gedeelte van het geluid, dat het publiek direct bereikt, dan bedraagt het totale vermogen van de geluidsbronnen, die tot de galm bijdragen, $W(1-p)$, zoodat verg. (1) nu moet worden vervangen door:

$$E_m = \frac{4W}{cA}(1-p) \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1a)$$

Het oppervlak, dat op verstaanbare wijze bestreken kan worden, wordt hierdoor vergroot en bedraagt:

$$\sigma = \frac{A}{16\,(1-p)} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (4a)$$

Dit resultaat heeft hoofdzakelijk beteekenis, wanneer als geluidsbronnen luidsprekers worden gebruikt. Om p zoo groot mogelijk te maken, kan men luidsprekers met richteffect toepassen en deze op het publiek richten. Hierdoor kan ook onder ongunstige omstandigheden op het geheele met publiek bezette oppervlak een voldoende verstaanbaarheid worden verkregen.

Invloed van de groei van het geluid

De bovenstaande beschouwingen zijn gebaseerd op de veronderstelling, dat alleen het directe geluid tot de verstaanbaarheid bijdraagt en het geheele teruggekaatste geluid als lawaai opgevat moet worden. Deze veronderstelling zal in zeer groote gesloten ruimten de ware toestand benaderen; ze geeft echter geen juist beeld van de acoustische verhoudingen in een minder groote zaal.

Dit komt bijv. reeds naar voren, wanneer de verstaanbaarheid in een zaal vergeleken wordt met die, welke in de buitenlucht bereikt kan worden. Het directe geluid is in beide gevallen even sterk, doch binnen komt de nagalm als hinderlijke factor er bij. Men zou dus moeten verwachten, dat de stem van een spreker in een zaal slechts over een kleinere afstand dan in de buitenlucht verstaanbaar was.

De ervaring leert echter het tegendeel. Hoewel het directe geluid in de achterste gedeelten van een zaal vaak slechts een zeer klein gedeelte van de totale intensiteit levert, is een spreker in een gesloten ruimte meestal over een veel grootere afstand verstaanbaar dan buiten. Het blijkt dus, dat het door de wanden en het plafond gereflecteerde geluid, althans voor een gedeelte, verstaanbaar is en niet als lawaai wordt waargenomen. Hoe groot dit gedeelte is, zal afhangen van de wijze van aanzwellen van het geluid bij het inzetten van een nieuwe klank.

Het zal voor velen verrassend zijn, dat de geluidsterkte bij het inzetten van een constante geluidsbron op een overeenkomstige wijze aangroeit, als zij uitsterft na het stoppen van de bron. Want, terwijl voor iedereen het naklinken van de stem in een groote kerk een bekende ervaring is, zal men zich niet kunnen herinneren een geleidelijke groei waargenomen te hebben. Een overzichtelijke, zij het ook niet geheel juiste, voorstelling van dit verschil in waarneming van de nagalm en de groei wordt verkregen door aan te nemen, dat de geluidsindruk evenredig is met de logarithme van de intensiteit, wat hierop zou neerkomen, dat het oor gelijke procentueele veranderingen van de intensiteit als gelijke verschillen zou beoordeelen.

In *fig. 4b* is de groei en het uitsterven van het geluid in een zaal schematisch geteekend, met een lineaire schaal van de intensiteit voor een verloop van het uitgestraalde vermogen volgens fig. 4*a*. De intensiteit I_g bij de groei wordt hier als functie van de tijd beschreven door

$$I_g = I_0\,(1 - e^{-at}),$$

terwijl het uitsterven volgens de formule

$$I_v = I_0\; e^{-a(t-t_1)}$$

plaats vindt (zie Van Urk, l.c.). De groei en de

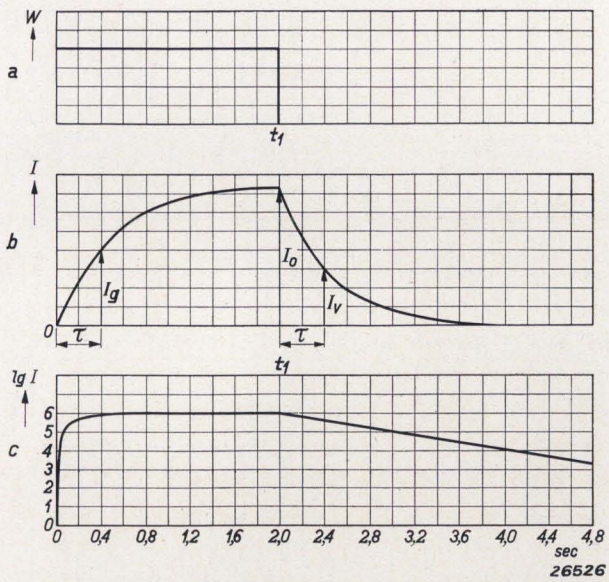


Fig. 4. Schematische voorstelling van de groei en het uitsterven van het geluid, indien een bron van constante sterkte op $t = 0$ wordt ingeschakeld en op $t = t_1$ wordt uitgeschakeld. a) Uitgestraald vermogen van de geluidsbron als functie van de tijd. b) Intensiteit in de zaal als functie van de tijd. De groei is complementair aan de nagalm, d.w.z. $I_g + I_v = I_0$. c) Logarithme van de intensiteit als functie van de tijd. De laatste kromme komt ongeveer overeen met de subjectieve indruk en toont aan, dat de groei veel korter schijnt te duren dan de nagalm.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

nagalm zijn complementair, d.w.z. de op gelijke tijden τ na het inschakelen resp. uitschakelen van de bron gemeten intensiteiten I_g en I_v voldoen aan de betrekking $I_g + I_v = I_0$, wat begrijpelijk is, wanneer men zich het stopzetten van de geluidsbron voorstelt als het toevoegen van een tweede, even sterke, geluidsbron met negatief teeken.

Teekent men nu hetzelfde verloop met een logarithmische schaal van de intensiteit (fig. 4*c*), dan komt duidelijk een verschil tusschen de groei en de nagalm tot uiting: de groei geschiedt plotseling en is in vrij korten tijd geheel voltooid, de nagalm verloopt langzaam en gelijkmatig. Lang nadat de intensiteit (kromme 4*b*) niet meer geteekend kon worden, bevindt de nagalm zich nog boven de drempelwaarde.

Het is niet gemakkelijk de invloed van de groei op de verstaanbaarheid in getallen weer te geven, omdat deze geheel anders is voor de verschillende klanken. Door langzaam te spreken kan men klinkers zoo lang rekken, dat zij de gelegenheid bezitten steeds tot voldoende sterkte aan te groeien. Waar in dezelfde tijd ook de galm van de voorafgaande klanken geheel verdwenen is, zal de spreker dus steeds in staat zijn, de klinkers ongestoord en met voldoende sterkte aan het publiek te geven. Hier moet ook de grondslag gezocht worden voor de preektoon, die in kerken gebruikelijk is.

De medeklinkers en in het bijzonder de b, p, d, t, g, k enz., kunnen niet uitgedijd worden door langzaam te spreken. Deze kunnen dus eenerzijds niet tot hun volle ontwikkeling komen en anderzijds stoort hen het doorklinken van de voorafgaande klanken. Voor deze letters blijkt dan ook een geleidelijk verloopende groei van het geluid in veel mindere mate toelaatbaar te zijn dan voor de klinkers.

Om na te gaan in hoeverre de reflecties van de wanden toch een verhooging van de verstaanbaarheid ook voor dergelijke korte klanken kunnen geven, mag niet volstaan worden met de benadering van de groei door een exponentieele kromme. In werkelijkheid verloopt de intensiteit in sprongen, die in verband staan met de aankomst van de door de diverse wanden teruggekaatste golven, en dit verloop zal bijv. achter in een zaal essentieel verschillen van dat in de nabijheid van den spreker.

Ter verduidelijking van het inzicht is in *fig. 5* de voortplanting van een geluidsgolf in een fictieve zaal stap voor stap gevolgd. De 15 schema's stellen op elkaar volgende momentopnamen voor, die met tijdsintervallen van $^1/_{150}$ sec genomen zijn. De golven gaan uit van een geluidsbron A en het spreekt vanzelf, dat het front B van de „directe" golf voor iederen luisteraar het eerst aankomende geluid is. De intensiteit van deze golf neemt af met het kwadraat van de afstand tot de bron. Feitelijk zal het directe geluid in vele gevallen nog sterker verzwakt worden, omdat dit over een publiek strijkt, dat sterk het geluid absorbeert. In een dergelijk geval zal aangenomen mogen worden, dat de geluidsdruk, die bepalend is voor de waarneming, gegeven wordt door de geluids-energiestroom, die op een oppervlakte eenheid van het absorbeerende oppervlak valt, en niet door de intensiteit van de geluidsgolf, die ter plaatse zou heerschen bij afwezigheid van het absorbeerende vlak. Daardoor zal de geluidsdruk meestal zeer klein worden, omdat het directe geluid van een spreker of een orkest practisch altijd uit een nagenoeg horizontale richting komt, en een gegeven oppervlak dus slechts uit een zeer kleine ruimtehoek energie van de bron ontvangt. Alleen met luidsprekers of door de spreker op een hoog uitstekend spreekgestoelte te plaatsen, is het mogelijk om het geluid steil op het publiek te richten. Zonder deze hulpmiddelen blijft achter in de zaal van het directe geluid weinig over.

In fig. 5 zal men echter kunnen opmerken, dat juist achter in de zaal, waar de directe golf zoo sterk verzwakt is, een groot aantal teruggekaatste golven met gering tijdsverschil het publiek bereikt. Het is nu de vraag: in hoeverre kunnen deze nog helpen om de verstaanbaarheid te verhoogen?

Nuttig en schadelijk geluid

Daar het oor, evenals het oog de eigenschap bezit, dat het de ontvangen prikkels over een zekeren tijd tot één enkele indruk samenvoegt, kunnen de na elkaar aankomende golven elkaar versterken, indien zij voldoende kort op elkaar volgen. De tijd, waarbinnen het oor op elkaar volgende reflecties niet afzonderlijk waar kan nemen, is natuurlijk niet volkomen scherp begrensd doch van de orde van $^1/_{15}$ sec.

De golven in fig. 5, die binnen $^1/_{15}$ sec na de eerste geluidsindruk den luisteraar bereiken, werken dus samen tot verhooging van de verstaanbaarheid: zij zijn „nuttig" geluid. Wat daarna komt kan „schadelijk" zijn, doordat het als afzonderlijke nieuwe indruk waargenomen wordt en als zoodanig storend kan werken. Op eenvoudige wijze kan nu nagegaan worden waar in fig. 5 voor het eerst „schadelijk" geluid optreedt. In de eerste 10 beelden kan principieel den toehoorder slechts nuttig geluid bereiken, daar deze slechts $^1/_{15}$ sec omvatten. Doch ook op de eerstvolgende beelden ontvangt het publiek nog geen „schadelijk" geluid, omdat op die plaatsen welke door gereflecteerd geluid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bestreken worden de directe golf B eerst enkele honderdste sec na het inzetten van de bron is aangekomen. Uit de vergelijking van het 4e met het 14e beeld, resp. van het 5e met het 15e, blijkt,

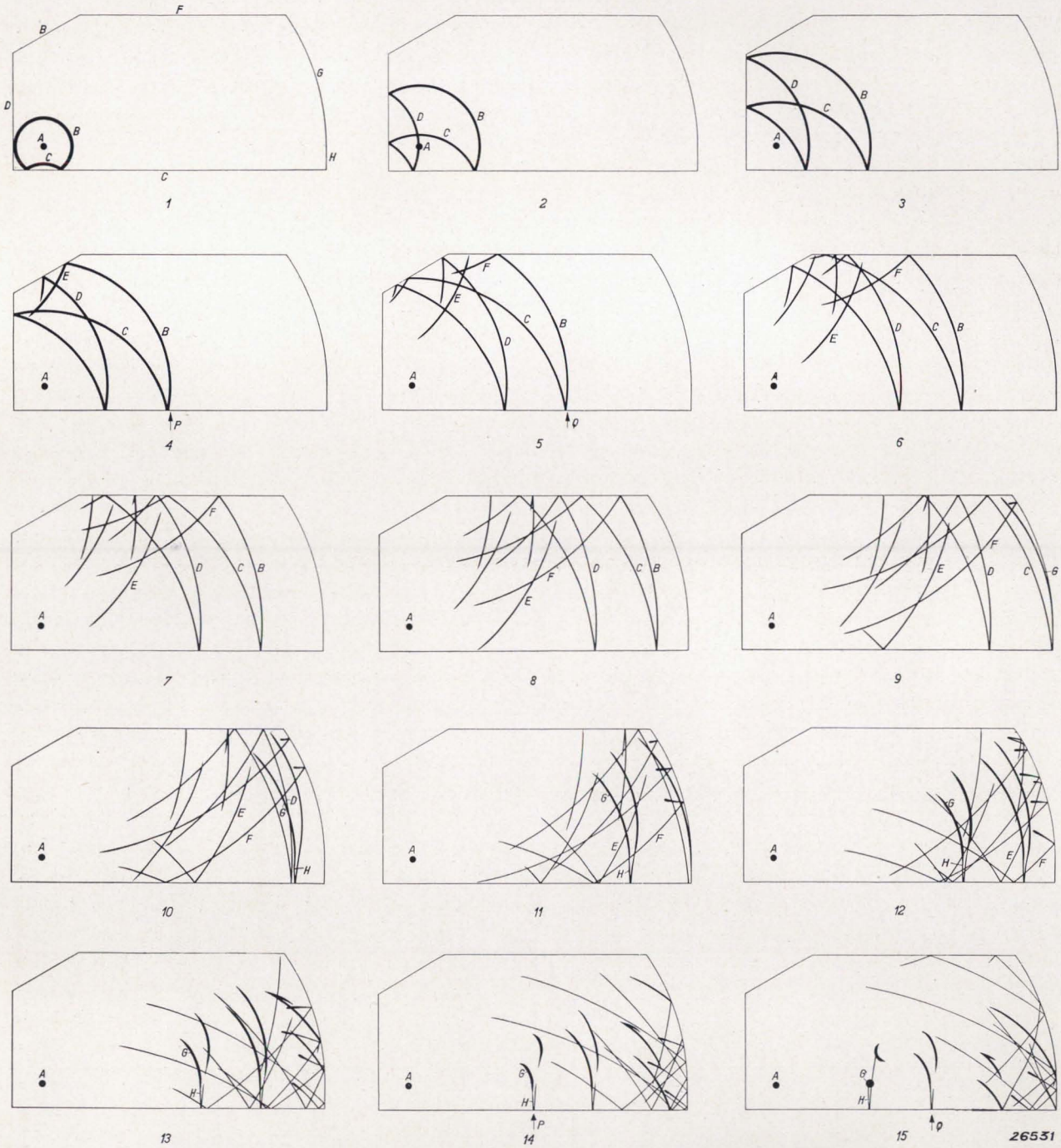


Fig. 5. De dwarsdoorsnede van een zaal zij gedacht als in bovenstaande figuur is aangegeven. In het punt A zij een geluidsbron opgesteld, die op het moment $t = 0$ begint te stralen. In de op elkaar volgende beelden is telkens het golffront geteekend op tijdstippen, die telkens $^1/_{150}$ sec verschillen. De wanden zijn volkomen reflecteerend ondersteld, terwijl de sterkte van de golf ongeveer voorgesteld wordt door de dikte van de lijnen. De golven zijn aangeduid door dezelfde letters als de wanden, waardoor zij gereflecteerd zijn. In het bijzonder zijn dit:

B: de „directe" golf, d.i. de golf, die nog niet door een wand gereflecteerd is;
C: de reflectie door de vloer;
D: de reflectie door de wand achter de bron;
E: de reflectie door het schuine dak boven de bron;
F: de reflectie door het plafond;
G: de reflectie door de gebogen achterwand;
H: de reflectie door het verticale gedeelte van de achterwand.

In verband met de ingewikkelde combinaties van herhaalde reflecties is het niet doenlijk, deze aanduidingen consequent voort te zetten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dat ter plaatse van de pijlen *P* resp. *Q* de reflectie van de achterwand juist $^1/_{15}$ sec na het directe geluid aankomt. De golf *H*, die tot dit oogenblik nog als nuttig geluid wat kon bijdragen tot de vergrooting van de verstaanbaarheid, begint nu schadelijk te worden. In sterkere mate is dit het geval met de door de gebogen achterwand gereflecteerde golf *G*, die geconcentreerd wordt in een brandpunt. Daardoor ontstaat een uitermate versterkte geluidsgolf, die 0,08 sec later komt dan het directe geluid. Zij onderscheidt zich van de overige reflecties, die de nagalm vormen, door haar grootere intensiteit en wordt derhalve afzonderlijk als een echo waargenomen.

De analyse, zooals deze in fig. 5 uitgevoerd is, is te tijdroovend, dan dat deze voor practische toepassing in aanmerking komt, temeer waar zij zich nog slechts over $^1/_{10}$ sec uitstrekt. Men zal in het algemeen moeten volstaan met na te gaan hoeveel energie de verschillende deelen van het publiek ontvangen uit de directe straal en uit de voornaamste gereflecteerde golven, die geen grooter wegverschil vertoonen dan 20 m (tijdsverschil ca. $^1/_{15}$ sec). Dit kan vrij eenvoudig geschieden door een bundel geluidsstralen te teekenen, uitgaande van een spreker op verschillende daarvoor in aanmerking komende plaatsen en deze stralen ook na haar eerste en soms tweede reflectie te volgen, tot zij het publiek bereiken. Daarbij moet dan in het oog gehouden worden, dat het doel is zooveel mogelijk het geluid op het publiek te werpen en bovendien de beschikbare energie gelijkmatig te verdeelen, opdat niet de een te veel krijge ten koste van anderen.

Bij dit onderzoek komen dan tevens die stralen aan het licht, die grootere wegverschillen dan 20 m met het directe geluid doorloopen en dus bij voldoende sterkte tot een echo aanleiding kunnen geven.

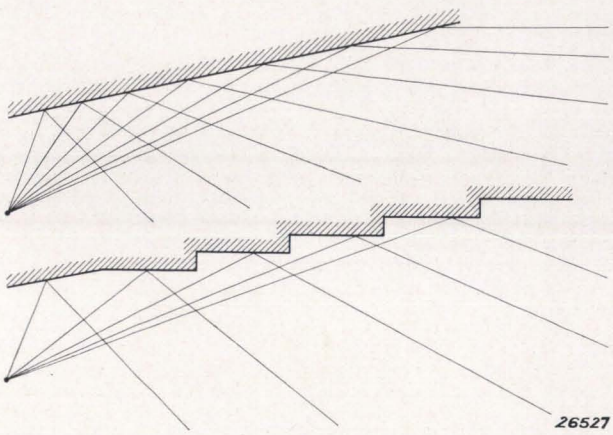


Fig. 6. Indien het plafond van een zaal naar achter moet oploopen, dan kan dit met voordeel geschieden in de vorm van een trap.

Invloed van de vorm van de zaal

In aansluiting op het voorgaande zullen nog enkele gezichtspunten besproken worden, die betrekking hebben op de invloed, die de vorm van de zaal en haar wanden op de verstaanbaarheid uitoefenen. Daarbij kan geen volledigheid worden nagestreefd, doch slechts een verduidelijking van de wijzen waarop het nuttige geluid vergroot, het schadelijke verminderd kan worden.

Nuttig geluid

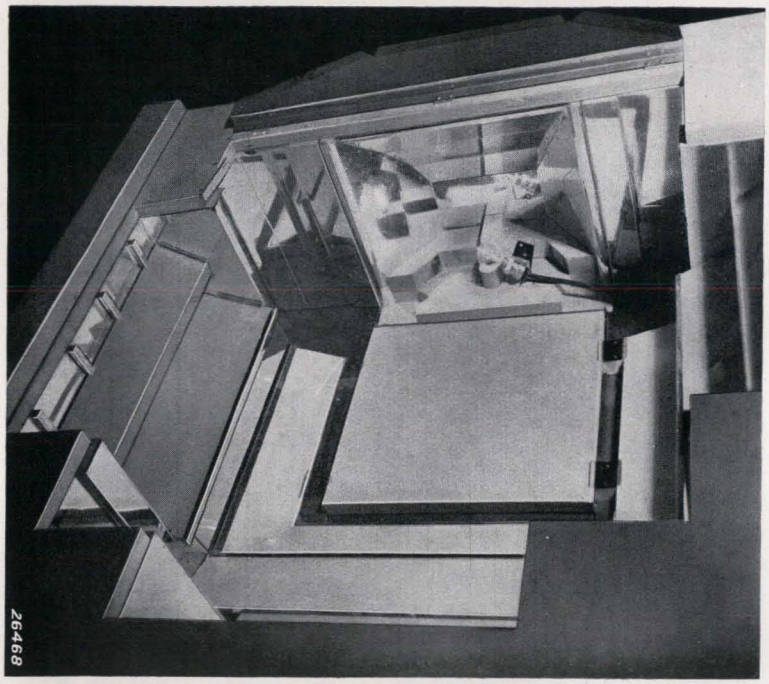
Zooals reeds werd betoogd zal, behalve bij een hoog geplaatste geluidsbron (luidspreker bijv.), de directe geluidsstraling alleen voor de voorste rijen van belang zijn. Het overige publiek zal in hoofdzaak aangewezen zijn op door de wanden teruggekaatst geluid. Daarbij zal het plafond wel de voornaamste plaats innemen, waarbij een vlakke vorm in normale gevallen gunstig zal blijken. Het voorste gedeelte werpt echter het geluid vóór in de zaal, waar dit overbodig is en kan daarom met voordeel, zooals bij *E* in fig. 5, schuin geplaatst worden. Ook de achterwand, vooral onder het balcon, wordt nuttig werkzaam, indien zij onder een goed gekozen hoek voorover helt. In enkele gevallen zal een conflict ontstaan tusschen het om andere redenen gewenschte verloop van een wand en de richting, waarin men het geluid zou willen terugkaatsen. Dit is bijv. het geval, indien het plafond naar achteren oploopt, waardoor teveel geluid geheel achterin wordt geworpen. Een trapsgewijze uitvoering als in *fig. 6* aangegeven, kan dan vaak een oplossing geven. Men hoede zich voor overdrijving door de spiegelende werking van de wanden te streng door te voeren. Het zal in het algemeen gunstig zijn, indien het publiek van meerdere plaatsen gereflecteerd geluid ontvangt. Dit kan verkregen worden door bijv. in de dwarsdoorsnede de weerkaatsing eenigszins diffuus te maken. Dit is niet slechts wenschelijk, omdat daarmede het geluid gelijkmatiger verdeeld wordt en deze verdeeling onafhankelijker wordt van de plaats van de geluidsbron, doch ook om te vermijden, dat — door omkeering van de geconstrueerde stralengang — de spreker gestoord wordt door rumoer uit het publiek.

Als contrôle kunnen bij ingewikkelde zaalvormen optische modellen een aanvulling vormen van de constructies op de teekening. In deze modellen, waarvan reeds eerder een voorbeeld in dit tijdschrift werd beschreven [3]) wordt de geluidsbron

[3]) R. Vermeulen en J. de Boer, Optische modellen ter bestudeering van de acoustiek van tooneelzalen, Philips techn. T. **1**, 46, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



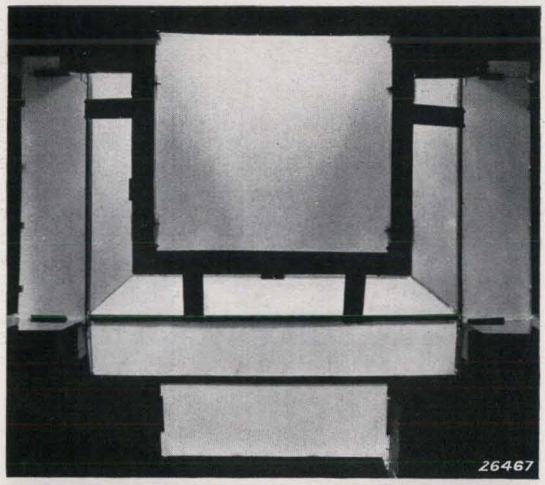
vervangen door een lampje en de optische reflectiecoëfficiënt van de modelwanden eenigszins aangepast aan de acoustische reflectiecoëfficiënt in de werkelijke uitvoering. De verlichtingssterkte van ieder vlak is dan een maat voor de geluidsintensiteit ter plaatse.

Bij het opsporen van de oorzaak van ongewenschte afwijkingen kan men de stralengang zichtbaar maken, door het model met een nevel te vullen. *Fig. 7* toont een dergelijk model van de groote vergaderzaal in het Volkenbondspaleis te Genève, waarvan de doorsnede in *fig. 9* is weergegeven. De figuren *8a*, *b* en *10* illustreeren enkele waarnemingen, die aan dit model zijn verricht.

De bijschriften geven nadere toelichting.

Fig. 7. Optisch model van de groote vergaderzaal in het Volkenbondspaleis te Genève. Op de plaats van den spreker bevindt zich een gloeilampje. Op de plaatsen, waar zich toehoorders bevinden, zijn matglazen platen aangebracht. De verlichtingssterkte op deze plaatsen is een maat voor de geluidsintensiteit op het publiek.

a



b

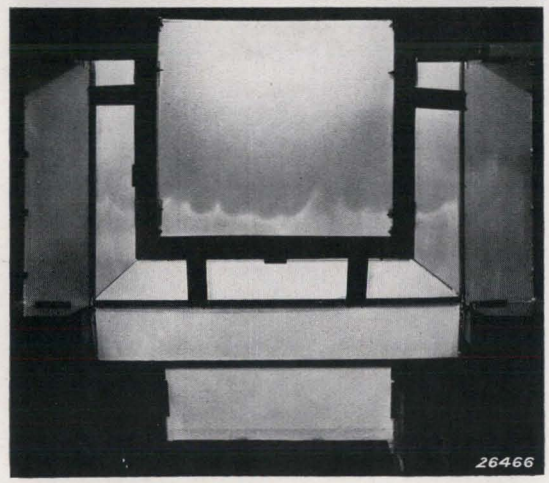


Fig. 8. a) Lichtverdeeling op de vloer en de bankrijen rondom de vloer.

b) Lichtverdeeling, indien de quasi-parabolische reflector achter het spreekgestoelte niet werkzaam is. Zoowel in het achtergedeelte als aan de zijkanten van de zaal wordt de verlichting, dus de geluidssterkte, geringer.

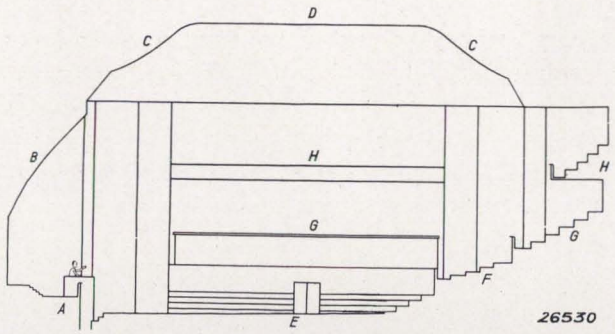


Fig. 9. Doorsnede van de groote vergaderzaal in het Volkenbondspaleis. Het spreekgestoelte bevindt zich bij *A* en wordt omgeven door een marmeren reflector *B*. Het plafond is ten deele (*C*) sterk absorbeerend, gedeeltelijk (*D*) een glazen lichtbak. De toehoorders bevinden zich in het middengedeelte *E* van de zaal en op de verschillende balcons *F*, *G*, *H*.

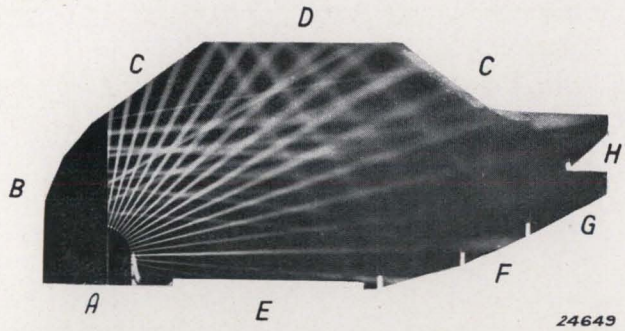


Fig. 10. Gang van de geluidstralen in de groote vergaderzaal, zichtbaar gemaakt aan het met rook gevulde optische model. De letters hebben dezelfde beteekenis als in fig. 9. Deze figuur verduidelijkt in het bijzonder de beteekenis van het plafond en van de reflector voor de verdeeling van het geluid in de langsdoorsnede van de zaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Schadelijk geluid

Echo treedt vooral op bij toepassing van holle gebogen vlakken, waarvan in fig. 5 bij *G* reeds een voorbeeld gegeven is. Men zal deze dus zooveel mogelijk vermijden en anders steeds moeten nagaan of de vorm inderdaad toelaatbaar is. Dit laatste is het geval, indien de kromtestraal voldoende groot is: zoo kan in de dwarsdoorsnede als regel aangenomen worden, dat een straal gelijk aan tweemaal de hoogte gunstig is. Dan wordt de golf als een vrijwel evenwijdige bundel op het publiek geworpen (*fig. 11*).

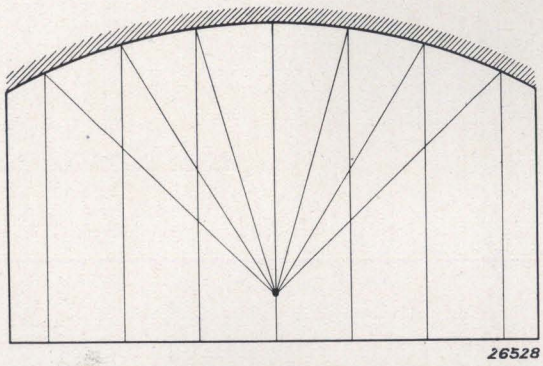


Fig. 11. Door een plafond met een kromtestraal van tweemaal zijn hoogte boven de geluidsbron wordt het geluid als een vrijwel evenwijdige bundel op het publiek teruggekaatst.

Koepels moeten steeds met bijzonder wantrouwen beschouwd worden, evenals ellipsvormige en dergelijke plattegronden. Afrondingen met voldoende kleine kromtestraal worden vaak met succes toegepast. Hierbij moet het focus dan bijv. hoog boven het publiek liggen, waardoor juist een sterke spreiding van het geluid wordt verkregen. Met vrucht kan dit gebruikt worden in de hoek, gevormd door plafond en achterwand, die sterk de neiging bezit het geluid als een storende echo terug te werpen naar den spreker.

Indien de nagalm te sterk is en absorbeerende materialen moeten worden aangebracht, zijn de aangewezen plaatsen hiervoor de zijwanden, die meestal geen belangrijke rol spelen voor de verdeeling van het nuttig geluid.

In het algemeen verdient het geen aanbeveling, de nagalm sterker te verminderen dan noodzakelijk is; ten eerste, omdat het gesprokenene dan dof en weinig aangenaam begint te klinken, ten tweede, omdat geen volmaakte scheiding mogelijk is tusschen nuttig en schadelijk reflecteerende wanden, zoodat een vermindering van de nagalm feitelijk altijd gepaard gaat met een vermindering van het verstaanbare geluid. Door metingen aan een groot aantal zalen met bijzonder goede verstaanbaarheid en meer theoretische overwegingen hebben verschillende onderzoekers optimale waarden van de nagalmtijd gevonden. Deze nemen toe met het volume van de zaal (zie *fig. 12*), wat eenvoudig beteekent, dat men in groote zalen een langere nagalm m o e t toelaten om de wenschelijke reflecties (bijv. aan het plafond) niet te onderdrukken.

In het algemeen kan gezegd worden, dat de acoustiek van een zaal aangenamer wordt, indien de wandvlakken, welke niet tot de nuttige reflecties bijdragen, zoodanig geconstrueerd worden, dat zij het niet geabsorbeerde geluid diffuus verspreiden. Daartoe is een grove profileering noodig, omdat oneffenheden, die klein zijn t.o.v. de golflengte van het geluid, onwerkzaam zijn.

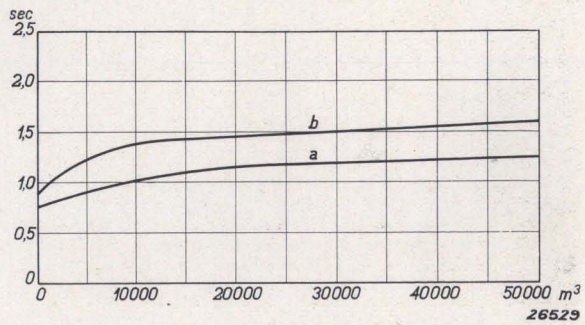


Fig. 12. Nagalmtijd voor het gesproken woord als functie van het volume van de zaal volgens K n u d s e n. Bovenste kromme: aanbevolen waarden voor normale theaterzalen; onderste kromme: nagalmtijden, waarvoor de verstaanbaarheid maximaal is.

In vele gevallen zou men kunnen betwijfelen, of de moderne architectuur met haar voorkeur voor eenvoudige gladde wandvormen van acoustisch standpunt bezien wel steeds zoo „zakelijk" is, als zij gaarne voorgeeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

In het midden ziet men onderop de foto het zendergebouw en geheel links de koeltoren van de 20 kW omroepzender voor het middengolfgebied, die door Philips te Rio de Janeiro is geïnstalleerd. Rechts op de foto ziet men de zendmast van het radiostation.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

TOEPASSINGEN VAN KATHODESTRAALBUIZEN. II

door H. VAN SUCHTELEN. 621.317.755 : 621.385.832

In een vorig artikel werden eenige voorbeelden gegeven van metingen met de kathodestraal oscillograaf aan verschillende netten. Wij zullen ditmaal eenige typische oscillogrammen bespreken van stroom of spanning in op de netten aangesloten toestellen.

Oscillogrammen van gasontladingslampen

Als eerste voorbeeld geven wij de spanningsoscillogrammen, opgenomen aan twee typen van gasontladingslampen, nl. aan de natriumlamp SO 650 en aan de superhoogedruk kwiklamp HP300.

Het is hier niet de plaats om diep in te gaan op de werking en eigenschappen van deze lampen. Er kan hier echter gewezen worden op eenige bijzonderheden, die juist in de oscillogrammen opvallen.

In *fig. 1* zijn vier oscillogrammen opgenomen van

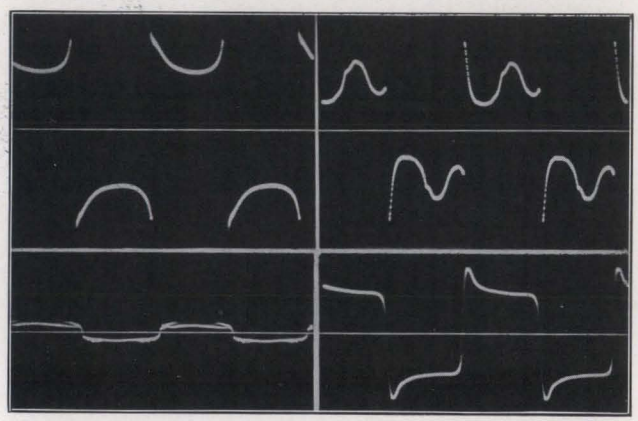


Fig. 1. Spanning aan een natriumlamp (boven) en aan een kwiklamp (beneden). Links: direct na het inschakelen, rechts: in bedrijfstoestand.

de spanning aan de lamp, wanneer deze is aangesloten op een wisselstroomnet van 50 perioden. Boven, naast elkaar, die van de natriumlamp, eerst bij het inschakelen, dan in normaal bedrijf warm geworden.

Daaronder die van de kwiklamp, ook eerst koud, dan warm.

Bij het eerste oscillogram heeft de ontlading plaats in een neon-atmosfeer, er is nl. nog geen natrium verdampt. Men ziet, dat de spanning over een groot deel van elke halve periode tamelijk constant is. Dat de foto van het oscillogram bij de hier gekozen belichtingstijd tusschen de positieve en negatieve halve periode onderbroken schijnt, is te wijten aan de buitengewoon snelle wisseling van de spanning aan de lamp, na de onderbreking van de ontlading.

Na het opwarmen van de lamp krijgt het oscillogram een ander karakter. De spanning, waarbij de ontlading inzet, is ongeveer dezelfde gebleven, doch de brandspanning ligt lager, daar nu de ontlading in een natriumatmosfeer plaats heeft. In het middelste gedeelte van de halve periode zijn er echter niet voldoende Na-atomen voor ionisatie beschikbaar en beweegt de spanningskromme zich naar het niveau van de neon-ontlading, daar nu Ne-atomen geïoniseerd moeten worden. Na afloop van de halve periode heeft stroomwisseling plaats.

Een verschijnsel, dat in dit oscillogram zeer goed tot uiting komt, is het optreden van zg. „striae". Direct na het inzetten van de ontlading (in de afloopende gedeelten) ziet men, dat de lijn stipvormig is. Dit wijst er op, dat over de beschreven spanningskromme een wisselspanning van veel hoogere frequentie gesuperponeerd is. Het ontstaan van deze fluctuatie in de spanning moet men zoo verklaren, dat langs de weg van de ontlading punten voorkomen met een vrij plotselinge extra spanningssprong. Deze discontinuiteiten, waarvan het mechanisme nog niet geheel duidelijk is, en die men met de naam striae aanduidt, loopen meestal van de ééne naar de andere electrode en telkens, wanneer een dergelijk punt bij een electrode aankomt, verandert de totale lampspanning met het bedrag van de betreffende spanningssprong.

In het oscillogram (links beneden) van de pas ontstoken kwiklamp ziet men weer een ontlading onder betrekkelijk lage druk, want er is nog weinig kwik verdampt. (Dat intusschen gedurende de opname wel reeds verandering optrad, ziet men aan de dubbele lijn.)

Wanneer de lamp warm geworden en het kwik verdampt is, zijn zoowel de doorslagspanning als de practisch constante brandspanning veel hooger. In de hoogedruk kwiklamp is de beschikbare hoeveelheid metaaldamp steeds voldoende om de ontlading te dragen, zoodat het tevens aanwezige edelgas (ontsteekgas) geen rol meer speelt. In tegenstelling met het tweede oscillogram blijft hier de brandspanning dan ook tamelijk constant.

Oscillografisch onderzoek van een storing

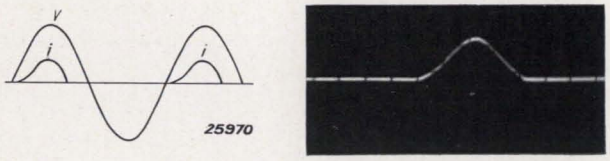
Een geval, dat reeds jaren geleden aanleiding gaf tot een onderzoek met de kathodestraal oscillograaf, was het optreden van een ratelend

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

geluid door de weergave heen van een muziekversterker. De eerste oscillogrammen van de luidsprekerstroom brachten reeds direct aan het licht, dat hier sprake was van een storing, die 50 maal per seconde optrad, zoodat dus de verdenking direct op het voedingsapparaat van de versterker viel. Dat dergelijke storingen bij gebruik van gasgevulde gelijkrichters kunnen optreden, was wel bekend, doch bij de hier gebruikte hoogvacuum gelijkrichter verwacht men iets dergelijks niet direct, aangezien de karakteristiek van een hoogvacuum gelijkrichter weliswaar niet-lineair is, maar toch geen sterke discontinuiteiten vertoont.

De stroom door de gelijkrichter hangt samen met de wisselspanning, zooals in *fig. 2a* is aan-



a *b*

Fig. 2. Verloop van de stroomsterkte door een gelijkrichterlamp; a) schema, b) oscillogram.

gegeven voor enkelphasige gelijkrichting. De stroomdoorgang heeft gedurende minder dan $^1/_2$ periode plaats, doordat eerst nog de tegenspanning van een batterij of een geladen condensator overwonnen moet worden.

In fig. 2*b* is nu het opgenomen oscillogram gegeven van de stroom door de hoogvacuum gelijkrichterlamp. Links ziet men de stroomdoorgang gedurende een gedeelte van de halve periode, rechts het horizontale gedeelte, dat aangeeft, dat de stroom in de andere richting niet kan loopen.

Terwijl nu bij het aangroeien van de stroom geheel links de overgang uit de horizontale lijn vrij gelijkmatig plaats heeft, ziet men bij het begin van de afsperring een tamelijk scherpe hoek. D.w.z. dat direct links vóór dit punt nog een verandering van de stroom aanwezig is, terwijl direct daarna di/dt gelijk nul wordt. Nu doorloopt de stroom de secundaire transformatorwikkeling met haar spreidingszelfinductie L_s (zie *fig. 3*). Zoolang een bepaalde waarde van di/dt

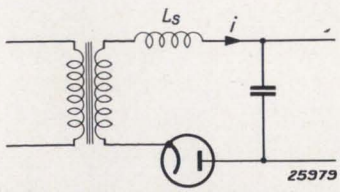


Fig. 3. Schakeling van een gelijkrichterlamp.

aanwezig is, veroorzaakt deze in de spreidingszelfinductie een tegenspanning $v = -L_s\, di/dt$, terwijl deze spanning verdwijnt zoodra $di/dt = 0$ is. Deze spanningscomponente moet men zich natuurlijk gesuperponeerd denken op de normale wisselspanning van de secundaire wikkeling.

In *fig. 4* is nu het oscillogram van de secundaire

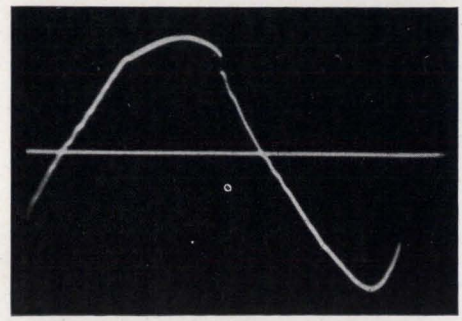


Fig. 4. Verloop van de secundaire spanning aan de transformator van fig. 3. Het tijdstip, waarop de stroom door de gelijkrichterlamp afbreekt, is gekenmerkt door een spanningssprong.

spanning op de wikkeling weergegeven en men ziet daar inderdaad even voorbij de linker sinustop een plotselinge sprong. Dit is dus het moment, waar het bedrag $L_s\, di/dt$ plotseling nul wordt. Dat het verschijnsel zeer snel is, veel sneller dan verwacht wordt, blijkt wel daaruit, dat het zich voordoet als een opening in het oscillogram.

Dat een dergelijke spanningssprong, aan de secundaire klemmen van de transformator, capacitief het rooster van een versterkerlamp kan beinvloeden, is niet te verwonderen en daarmede is de storingsbron wel definitief aangewezen.

Een van de middelen om een dergelijke storing op te heffen, is, dat men de transformator secundair overbrugt door een condensator. Aan een condensator kunnen toch principieel nooit dergelijke abrupte spanningssprongen optreden. Het effect van een condensator van 0,1 μF is weergegeven in

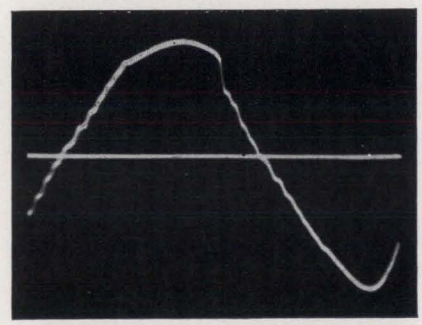


Fig. 5. Verloop van de secundaire spanning aan de transformator van fig. 1, wanneer op de secundaire klemmen een condensator is aangesloten. De discontinuiteit is minder scherp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

fig. 5. Men ziet wel degelijk nog de aanwezigheid van een spanningssprong. Maar uit het feit, dat de kromme duidelijk doorloopt maakt men op, dat het verschijnsel veel langzamer verloopt. Dit blijkt in de practijk dan ook voldoende te zijn om een overdracht naar de gevoelige punten in de versterker te verhinderen.

Dat zonder deze maatregel de spanningssprong wel zeer hooge frequenties bevat, blijkt daaruit, dat onder omstandigheden ook in radio-ontvangers dergelijke storingen optreden, waarbij zij zelfs via de antenne en de op radio-frequenties afgestemde antennekringen binnendringen kan. Dit effect is in *fig. 6* weergegeven, waar op één oscillogram de

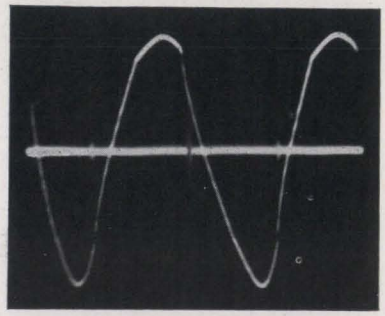


Fig. 6. Middelfrequente spanning van een radiotoestel (sterke horizontale lijn; de trillingen zijn niet meer van elkaar gescheiden) en spanning op de transformator van het voedingsgedeelte. De discontinuiteiten in de transformatorspanning (openingen) geven aanleiding tot hooge, sterk gedempte middelfrequente trillingen.

transformatorspanning is weergegeven en tevens de middelfrequente spanning, gemeten aan de middelfrequent-versterker van een radiotoestel, dat zwak gekoppeld was met de gelijkrichter. Men ziet nu twee openingen in het oscillogram van de transformatorspanning, welke toe te schrijven zijn aan het boven beschreven verschijnsel in de dubbelphasige gelijkrichter. De rechte horizontale lijn geeft de tijdas aan, dus de spanning nul. Juist onder de openingen van het transformator-oscillogram ziet men de snel uitgedempte middelfrequente trillingen, de ééne iets sterker dan de andere.

Het opnemen van meerdere oscillogrammen in één beeld

In het laatste geval werd een voorbeeld gegeven van een opname van twee oscillogrammen in één beeld. Dergelijke opnamen zijn wel meer gewenscht, juist om het samenvallen of de phaseverschuiving van karakteristieke punten te kunnen constateeren. Er zijn verschillende methoden om hiertoe te komen en twee daarvan zullen wij als voorbeeld beschrijven.

De methode, volgens welke fig. 6 verkregen werd, is de eenvoudigste. Hierbij wordt de tijdasspanning gesynchroniseerd met de netspanning, waarop het te onderzoeken toestel is aangesloten. De draagbare kathodestraal oscillograaf, type 3952, is daarvoor speciaal ingericht. Bij deze uitwendige synchronisatie wordt nu eerst een opname gemaakt van de transformatorspanning, en daarna op dezelfde plaat van de middelfrequente spanning. Daar beide verschijnselen vast liggen ten opzichte van dezelfde netspanning, verkrijgt men dus ook het juiste onderlinge verband. Op deze wijze kan men zooveel oscillogrammen over elkaar leggen, als men wenscht.

Hoe practisch deze methode ook is bij het fotografeeren van oscillogrammen, bij visueele waarneming is zij niet bruikbaar, tenzij men er genoegen mee neemt telkens karakteristieke punten op het scherm aan te teekenen. Wat men zou wenschen is echter een beeld als dat van fig. 6 direct op het scherm van de kathodestraalbuis.

Om dit te bereiken moet men gebruik maken van één der schakelingen, die men wel aanduidt als „electronen schakelaar". Het principe komt hierop neer, dat in een zeer snel tempo (zeer snel ten opzichte van de te oscillografeeren frequentie) beurtelings de eene en de andere spanning aan het verticale platenpaar van de oscillograaf wordt gelegd. Een dubbel oscillogram is dan opgebouwd, als aangegeven in *fig. 7*. In werkelijkheid kiest men echter de frequentie

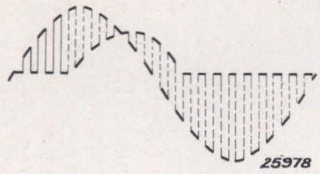


Fig. 7. Loop van de electronenstraal, indien twee oscillogrammen gelijktijdig geschreven worden.

van het omschakelen zoo hoog, bijv. 15 000 Hz, dat schijnbaar twee doorloopende lijnen verkregen worden.

Het principe van de electronenschakelaar is in *fig. 8* aangegeven, met weglating van allerlei details. De lampen L_1 en L_2 zijn versterkerlampen met een gemeenschappelijke anodeweerstand R_1 en die respectievelijk de te meten spanningen v_1 en v_2 versterken. Echter zijn beide lampen nooit tegelijkertijd werkzaam. De schermroosters zijn nl. niet op een constante spanning aangesloten, doch op een blokvormige wisselspanning. En wel is het schermrooster van L_2 negatief, wanneer dat van L_1 positief is, en omgekeerd. De lamp met positief schermrooster geeft een bepaalde versterking, die met negatief schermrooster laat momenteel geen signaal door. Zoodoende verkrijgt men, dat op de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

weerstand R_1, waaraan de oscillograaf gekoppeld is, beurtelings een reproductie van v_1 resp. van v_2 verkregen wordt, zooals in fig. 7 werd aangeduid.

De blokvormige wisselspanning voor het sturen van de schermroosters wordt van een zg. multivibrator verkregen. Deze bestaat uit de twee lampen L_3 en L_4, die onderling gekoppeld zijn door de condensatoren C_3 en C_4. De werking van de schakeling zullen wij zeer in het kort uiteenzetten.

Veronderstelt men, dat door één of andere oorzaak het rooster van L_3 negatiever wordt, dan vermindert de stroom door L_3, dus de spanningsafval aan R_3 en de anode wordt derhalve positiever. Hiermede is echter het rooster van L_4 gekoppeld, hetwelk

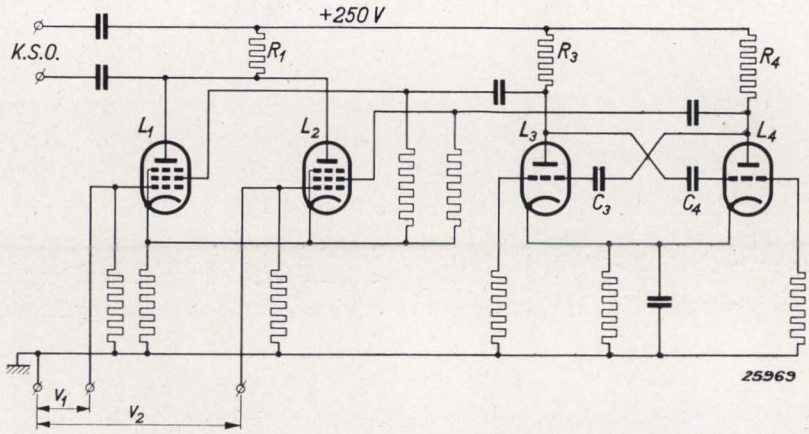


Fig. 8. Schakeling, waarmee de spanningen v_1 en v_2 afwisselend aan de afbuigplaten van de kathodestraaloscillograaf (K.S.O.) worden toegevoerd.

dus ook positiever wordt. Omgekeerd wordt nu dus de anode van L_4 negatiever. Deze is weer gekoppeld met het rooster van L_3, ons uitgangspunt. Dit rooster wordt dus nog weer negatiever en men ziet, dat de eerste veronderstelling een inleiding was van een labiel sterk negatief worden van het eerste rooster.

De anode van L_3 wordt snel positief, die van L_4 negatief. Aan beide amplituden is echter een grens gesteld door de beschikbare anodespanning van het voedingsapparaat, hier aangegeven als 250 V. Zoodra deze grens bereikt is, treedt een betrekkelijke rust in, gedurende welke periode de anoden hun verkregen spanningen behouden en de roosters hun oorspronkelijke spanningen beginnen te hernemen.

Zoodra echter tengevolge daarvan de anodespanning van L_3 weer zou gaan dalen, is dit weer de inleiding van een labiel verschijnsel, nu in omgekeerde zin als zoo juist beschreven. Op deze wijze loopen de beide anodespanningen in tegenphase regelmatig tusschen twee grenzen heen en weer en openen en sluiten daarbij tevens de lampen L_1 en L_2. Met een dergelijke schakeling werden de oscillogrammen van *fig. 9* opgenomen, die weer betrekking hebben op een hoogedruk kwiklamp. Nu geven fig. 9*a* en *b* de lampstroom en lampspanning telkens samen met de netspanning opgenomen, en wel direct na het inschakelen, dus in nog „koude" toestand. De zuivere sinuslijn is de netspanning. Fig. 9*d* en *e* geven dezelfde gegevens na opwarmen van de lamp.

In dergelijke gecombineerde oscillogrammen is natuurlijk de phase-relatie het meest opvallende kenmerk. In fig. 9*a* is de phasenverschuiving tusschen netspanning en opgenomen stroom bijna 90°. Gedurende het warm worden ziet men op de aangesloten oscillograaf deze verschuiving allengs minder worden, terwijl tevens de stroomsterkte iets afneemt (fig. 9*d*). Hiermede is een belangrijke eigenschap van de gasontladingslampen gedemonstreerd. Want zooals men weet, moet wel met de stroomsterkte rekening gehouden worden, wat betreft leidingmateriaal, enz., doch is het werkelijk opgenomen vermogen veel geringer, dan uit het product van stroom en spanning zou volgen. Men moet een zeer kleine „arbeidsfactor" in rekening brengen.

Uit de opname *b* ziet men weer, hoe de nog koude lamp een vrij lage brandspanning heeft (alle spanningen zijn op dezelfde schaal weergegeven) en komt tevens de groote phaseverschuiving tot uiting. Gedurende het warm worden neemt de lampspanning toe tot die in fig. 9*e*. Men ziet, dat de ontsteekspanning kleiner dan de netspanning blijft.

Terwijl nu deze gecombineerde oscillogrammen voor directe waarneming buitengewoon practisch zijn, zal men als illustratie soms misschien nog meer krommen willen combineeren. Bij voorbeeld zou men van de figuren *a* en *b* resp. *d* en *e* ook nog het in phase zijn van lampstroom en -spanning willen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

demonstreeren. Ook dit is mogelijk, want niets belet om op dit procédé ook nog eens het eerst besproken hulpmiddel toe te passen, nl. het maken van twee opnamen over elkaar heen. Zoo is in fig. 9*c* eerst een opname genomen van de stroomkromme met een nul-as, en daarna op dezelfde plaat met dezelfde synchronisatie een opname volgens 9*b*, waardoor alles in één figuur gecombineerd werd. Hetzelfde werd gedaan om fig. 9*f* te verkrijgen en vooral daar ziet men zeer duidelijk, dat lampstroom en -spanning met elkaar in phase zijn, doch beiden verschoven ten opzichte van de netspanning.

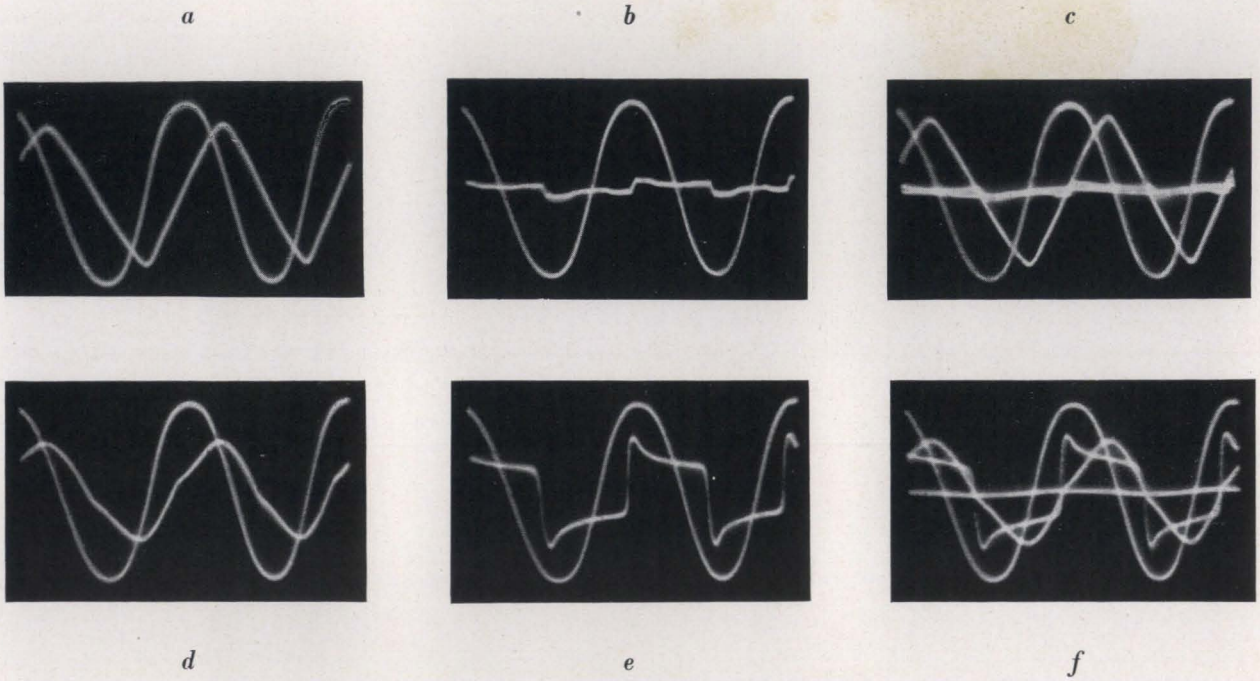


Fig. 9. Verschillende gecombineerde oscillogrammen. Bovenste reeks: koude kwiklamp; onderste reeks: kwiklamp in bedrijfstoestand. De sinuslijn stelt overal de netspanning voor.
a en *d* stroomsterkte gecombineerd met netspanning;
b en *e* lampspanning gecombineerd met netspanning;
c en *f* stroomsterkte, netspanning en lampspanning gecombineerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1268: J. L. Snoek: Strooiing van röntgenstralen aan geleidingselectronen in metalen (Ned. T. Natuurk. **4**, 236 - 244, 1937).

Uit de spectrale samenstelling van de incohaerent verstrooide röntgenstraling, d.i. uit de vorm van de Comptonlijn, volgt, dat de snelheidsverdeeling der geleidingselectronen in een metaal niet volgens Maxwell is, doch volgens Fermi. Op voorstel van Debye heeft Scharwächter in 1937 het intensiteitsverloop van de Comptonverstrooiing onder kleine hoeken aan beryllium onderzocht. Het experimenteel gevonden verloop blijkt behoorlijk overeen te stemmen met het theoretisch berekende intensiteitsverloop voor twee „vrije electronen" en niet met dat voor één of drie.

1269: J. H. de Boer and J. F. H. Custers: Adsorption by Van der Waals forces and surface structure. (Physica **4**, 1017 - 1024, Nov. 1937).

In vele gevallen worden gassen en dampen geadsorbeerd door middel van onpolaire Van der Waals-krachten. Uit de waargenomen adsorptie-energieën volgt, dat meestal een poreuze structuur van het oppervlak noodig is om de adsorptie door Van der Waals-krachten te doen geschieden. Bij absorptie van licht door moleculen, die geadsorbeerd zijn aan in vacuum gesublimeerde zoutlaagjes, is de Van der Waals-adsorptie optisch te onderscheiden van adsorptie, waarbij ook electrostatische krachten nog een rol spelen. Bij jodium geeft de Van der Waals-adsorptie een bruinkleuring en bij caesium een blauwkleuring. In vacuum gesublimeerde laagjes van alkali- of aardalkali-halogeniden zijn erg poreus en worden sterk bruin in jodium en blauw in caesium. In vacuum gesublimeerde laagjes SiO_2, Al_2O_3, ZrO_2 en AgCl vertoonen een compacte bouw en worden niet gekleurd; hun poeders adsorbeeren daarentegen veel en worden sterk gekleurd. Bij sublimatie in een atmospheer van argon ontstaat SiO_2 ook in een poreuze laag, die goed jodium adsorbeert.

Ook de in vacuum gesublimeerde laagjes van SiO_2 blijken echter wel caesium of jodium te adsorbeeren. Uit de adsorptie van licht door caesium, dat geadsorbeerd is aan in vacuum gesublimeerde laagjes van SiO_2, volgt evenwel, dat dit caesium slechts als afzonderlijke atomen is geadsorbeerd, zooals ook bij de allereerste trappen der adsorptie aan CaF_2 het geval is. Daarentegen werd geen Van der Waals-adsorptie aangetoond. Het gedrag van caesium op Al_2O_3 en van jodium op SiO_2 komt hiermee overeen. Een poreus oppervlak is noodig om een adsorptie enkel en alleen door Van der Waals-krachten te bereiken.

1270: A. Th. van Urk: On the cohesive forces of liquids with simple molecules and the so called law of Stefan (Physica **4**, 1025 - 1033, Nov. 1937).

In natuurkundige handboeken treft men nog steeds de zg. betrekking van Stefan aan, die luidt: „De arbeid noodig om een molecuul uit het inwendige van een vloeistof naar het oppervlak te brengen is gelijk aan de helft der verdampingswarmte". Dit geldt echter zelfs niet bij benadering, zooals in dit artikel experimenteel en theoretisch wordt aangetoond. De juiste verhouding is $^1/_4$ of nog kleiner; slechts voor waterstof is het 0,4.

1271: J. H. de Boer und G. Heller: Die Anisotropie der Van der Waalsschen Kräfte (Physica **4**, 1045 - 1057, Nov. 1937).

De oriëntatie van moleculen onder de invloed van de bindingskrachten volgens Van der Waals heeft de volgende oorzaken:

1) de additiviteit der Van der Waals-krachten, die de moleculen zoodanig tracht te richten, dat ieder atoom zooveel mogelijk „buren" krijgt en
2) de anisotropie der polariseerbaarheid, die een zoodanige situatie bevoordeelt, dat de assen van sterkste polariseerbaarheid in de verbindingslijn der moleculen komen te liggen.

Meestal werken deze beide effecten elkaar tegen. In het algemeen wint 1) het, zoodat lange moleculen evenwijdig naast elkaar gaan liggen en ringvormige moleculen met hun vlakken op elkaar. Bij twee-atomige moleculen zou echter eventueel ook wel 2) het sterkste kunnen zijn; en de moleculen gaan dan met hun assen in elkaars verlengde staan. De beide effecten treden ook op bij de aantrekking van een molecuul door een vaste wand. Slechts op voldoend groote afstand van de wand kan daarbij de anisotropie het belangrijkste zijn, maar het lijkt onwaarschijnlijk, dat op zoo groote afstanden de oriëntatiekrachten nog iets te beteekenen zouden hebben.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

1272: H. C. Hamaker: The London-Van der Waals attraction between spherical particles (Physica **4**, 1058 - 1072, Nov. 1937).

Het ligt voor de hand de adhesiekrachten tusschen kleine deeltjes voor een belangrijk deel toe te schrijven aan de bindingskrachten volgens London en Van der Waals. Teneinde iets te weten te komen over hun orde van grootte zijn de London-Van der Waals-krachten tusschen twee bollen berekend, welke alleen afhangen van de verhouding tusschen hun diameters en hun onderlinge afstand. Een tabel van numerieke gegevens is samengesteld. Voor het geval, dat de onderlinge afstand der deeltjes klein is, zijn benaderingen der afgeleide formules aangegeven. Tenslotte werd nog nagegaan, hoe de resultaten veranderen, indien de beide deeltjes zich in een vloeistof bevinden. Het blijkt, dat ook in dit geval de bindingskrachten volgens London en Van der Waals altijd een aantrekking leveren.

1273: J. D. Fast: Zirconium (Foote Prints Chem. **10**, 1 - 24, Dec. 1937).

In dit artikel worden eenige nadere bijzonderheden gegeven over de bereiding van vervormbaar (duktiel) zirconium door thermische ontleding van ZrJ_4. Een bespreking wordt gewijd aan het gebruik van zirconium in zendlampen, waarin het voor drie verschillende doeleinden wordt toegepast. Eén van deze toepassingen berust op de buitengewoon groote oplosbaarheid van stikstof, zuurstof en waterstof in vast zirconium. Het artikel geeft verder een overzicht van hetgeen er op het gebied van metallisch zirconium en zirconiumoxyde in de laatste zeven of acht jaren door verschillende onderzoekers is waargenomen, waarbij speciale aandacht wordt besteed aan systemen, bestaande uit ZrO en andere moeilijk smeltbare oxyden en aan alliages van zirconium met andere metalen. Verschillende nog niet elders gepubliceerde waarnemingen zijn ook in dit overzicht opgenomen.

1274: F. M. Penning und J. H. A. Moubis: Eine Neutronenröhre ohne Pumpvorrichtung (Physica **4**, 1190 - 1199, Dec. 1937).

Een ontladingsbuis wordt beschreven, waarmee neutronen worden geproduceerd door beschieten van een plaatje van zirconium en zware waterstof met ionen van zware waterstof. Met behulp van een magneetveld kan men met een potentiaalverschil van slechts enkele kilovolts bij een druk van ongeveer 10^{-3} mm een glimontlading in bedrijf houden, die als ionenbron dient, zoodat het niet noodig is om te pompen tusschen de ionenbron en het gedeelte van de buis, waarin de ionen worden versneld. In een bepaald geval was het aantal door deze buis gemaakte neutronen gelijk aan dat van een mengsel van radium en beryllium van ongeveer 10 milli-Curie. Dit aantal kan men nog belangrijk grooter maken door het plaatje, dat wordt beschoten door de ionen, met water te koelen.

1275: F. A. Heyn: The radioactivity of nickel, copper and zinc (Physica **4**, 1224 - 1228, Dec. 1937).

De door neutronen van verschillende energieën opgewekte radioactiviteit van nikkel, koper en zink werd onderzocht, waarbij enkele nieuwe kernreacties werden gevonden (vgl. **1198**).

1276: W. de Groot: Het verband tusschen doordringingsvermogen en snelheid voor verschillende elementaire deeltjes (Ned. T. Natuurk. **4**, 268 - 275, Dec. 1937).

In deze voordracht voor de Nederl. Natuurk. Vereeniging werd aan de hand van experimenteele gegevens van Mano, Briggs en anderen het verband besproken, dat er volgens een formule van Bethe bestaat tusschen de drachten van verschillende geladen zware deeltjes (α-deeltje, proton en deuton). Voor verschillende deeltjes kan men de dracht in afhankelijkheid van de snelheid aflezen uit éénzelfde grafische voorstelling bij gebruik van verschillende schaalwaarden. Voor het energiegebied van 10 à 100 kilo-electronvolt geldt deze kromme zelfs vrij aardig voor electronen. Er wordt op gewezen, dat in de literatuur over de opbrengst van kernreacties het atomaire remvermogen dikwijls abusievelijk evenredig wordt ondersteld met het kernladingsgetal. Tenslotte worden eenige metingen aan Lenard-stralen besproken.

1277: J. H. de Boer: Interpretatie van moleculaire verschijnselen door middel van potentiaalkrommen II. Lichtabsorptie door geadsorbeerde atomen en moleculen (Ned. T. Natuurk. **4**, 276 - 283, Dec. 1937).

Lichtabsorptie wordt besproken voor moleculen en atomen, die aan een vaste wand zijn geadsorbeerd. Selectief foto-electrisch effect en emissie van gloeielectronen worden behandeld voor kristallen, waaraan alkali-atomen zijn geadsorbeerd.

1278: J. H. de Boer: Interpretatie van moleculaire verschijnselen door middel van potentiaalkrommen III. Foto-electrische geleiding, halfgeleiders (Ned. T. Natuurk. **4**, 284 - 290, Dec. 1937).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De eigenschappen worden besproken van kristallen, die electropositieve of electronegatieve atomen in overmaat bevatten. De theorie der halfgeleiders wordt behandeld.

1281: N. F. Moerman: Die Kristalstruktur des Azetaldehydammoniaks $CH_3 \cdot COH \cdot NH_3$ (Z. Kristallogr. A **98**, 447 - 455, Febr. 1938).

Uit het onderzoek der kristalstructuur blijkt, dat acetaldehydammoniak in het rhomboëdrische systeem kristalliseert volgens de ruimtegroep D^5_{3d}. In een elementaire cel zijn zes moleculen $CH_3 \cdot COH \cdot NH_3$ aanwezig, maar uit de bepaling der atoomliggingen in de ruimte blijkt, dat deze moleculen geenszins zelf de bouwsteenen van het rooster vormen. Er treedt een ingewikkelde polymerisatie op, waarbij een belangrijke rol wordt gespeeld door secundaire valentiekrachten, analoog aan die, welke de watermoleculen in het rooster van een ijskristal bijeenhouden.

1282: H. Bruining and J. H. de Boer: Secondary electron emission, part I. Secondary electron emission of metals (Physica **5**, 17 - 30, Jan. 1938).

Voor de inhoud van dit artikel kan verwezen worden naar het door H. Bruining in Philips techn. T. **3**, 80, Maart 1937, bijgedragen artikel.

1283: J. Zernike: De Beilby-laag; structuur en ontstaan van gepolijste oppervlakken (Chem. Wbl. **35**, 28 - 33, Jan. 1938).

Een overzicht wordt gegeven van de onderzoekingen betreffende het optische gladde oppervlak, dat men door het polijsten van metaal of glas kan verkrijgen, waarbij een vloeien van het materiaal in en over de oneffenheden van het oppervlak optreedt. Men mag wellicht concludeeren tot het bestaan van een speciale z.g. Beilby-toestand, waarin de oppervlaktelaag zou verkeeren en die dan verantwoordelijk zou zijn voor het verdwijnen van de fosforescentie van enkele materialen bij fijnmalen en voor de fotogevoeligheid van zilverjodide in het daguerrotype proces. Voorts wordt verondersteld, dat bij polijsten adsorptiekrachten in het spel zijn.

1284: H. C. Hamaker: London - Van der Waals forces in colloidal systems (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 61 - 72, Jan. 1938).

De sterkte en de werkingssfeer van London - Van der Waals-krachten tusschen bolvormige deeltjes in colloïdale systemen worden in dit artikel besproken, vgl. **1272**. De werkingssfeer wordt ingevoerd als de afstand, waarop de wisselwerkingsenergie gelijk is aan de kinetische energie der Brownsche beweging en deze blijkt 0,06 à 0,2 maal de diameter van het kleinste deeltje te zijn; hierbij doet de afmeting van het grootste deeltje er practisch niets toe. De onder verschillende omstandigheden waargenomen adhaesiekrachten blijken van dezelfde orde van grootte te zijn als theoretisch werd verwacht. De werkingssfeer hangt af van de afmetingen der beschouwde deeltjes; verschillende definities van de werkingssfeer worden met elkaar vergeleken. Het blijkt, dat een precies vergelijken van de waarnemingen van adhaesiekrachten, bepaald volgens verschillende methoden, slechts kan geschieden aan de hand van een theoretische voorstelling omtrent de aard der werkzame krachten.

1285*: W. Uyterhoeven: Elektrische Gasentladungslampen; 364 blz., 1938 (Julius Springer, Berlin).

In dit boek worden als één geheel zoowel de theoretische grondslagen als de practische eigenschappen der moderne gasontladingslampen behandeld op een, voor in de practijk met deze lampen in aanraking komende technici, zoo begrijpelijk mogelijke wijze. Na de meer theoretische hoofdstukken over atoomtheorie en gasontlading volgt een hoofdstuk over de lichttechnische eigenschappen der straling, waarna in het vierde en vijfde hoofdstuk de practische uitvoeringsvormen worden besproken van resp. lage en hooge druk lampen.

*) Van publicaties, gemerkt met een * is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

In April 1938 is verschenen:

Philips Transm. News **5**, no. 1:

P. J. H. A. Nordlohne: Der Kurzwellen-Rundfunk-Versuchssender P.C.J.

Praktische Erfahrung mit der ultraraschen Sicherheitsvorrichtung für Gleichrichteranlagen mit gasgefüllten Röhren.

Tj. Douma: Innere Selbstinduktionen von Spulen und ihr Einfluss auf den Temperaturkoeffizienten der Spule.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!